

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

Л.А. ВУЛИС. Л.П. ЯРИН

АЭРОДИНАМИКА ФАКЕЛА

Л.А.ВУЛИС, Л.П.ЯРИН

АЭРОДИНАМИКА ФАКЕЛА

~~6112.2~~

B88

~~УДК 662.612.32~~

Рецензенты: Ю. Л. Маршак, Ю. Ф. Кузав

Вулис Л. А., Ярин Л. П.

B88 Аэродинамика факела. Л. Энергия, 1978.
216 с. с ил.

В книге изложены результаты систематических исследований аэродинамики прямоструйных газовых пламен. Приведены новые данные о влиянии режимных параметров на характеристики факела. Впервые проведено систематическое рассмотрение возможностей интенсификации и управления процессом горения путем наложения низкочастотных пульсаций.

Книга рассчитана на научных работников и инженеров, занимающихся исследованием и конструированием топочных устройств. Она может быть полезна аспирантам и студентам теплофизических и теплотехнических специальностей.

В $\frac{30304-45}{051(01)-78}$ 33-77

6П2.2

© Издательство «Энергия», 1978

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

Часть первая

АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Глава 1. Прямоструйный газовый факел	4
1-1. Качественная картина факела	4
1-2. О расчете турбулентного факела	14
1-3. О тепловом режиме факела	21
Глава 2. Обобщенный расчет факела	23
2-1. Расчет длины факела	23
2-2. Расчет факела перемешанных газов	30
2-3. О расчете турбулентного факела конечного размера	34
Глава 3. Ламинарный факел перемешанных газов	38
3-1. Плоский факел	38
3-2. Полуограниченный факел	45
3-3. Факел в спутном потоке	48
3-4. Ламинарный факел при конечной толщине зоны реакции	53

Часть вторая

ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА

Глава 4. Факел перемешанных газов	61
4-1. О методе расчета	61
4-2. Затопленный факел	66
4-3. Факел в спутном потоке	77
4-4. Трехмерный факел	85
4-5. Составной факел	90
Глава 5. Инженерный расчет факела	105
5-1. Методика расчета	105
5-2. Расчетные таблицы	109
5-3. Пример расчета затопленного факела	112
5-4. Пример расчета спутного факела	114
Глава 6. Факел однородной смеси	118
6-1. Аэродинамика гомогенного факела	118
6-2. Прямоструйный факел	127
6-3. Обращенный факел	133
6-4. Составной факел	138
6-5. О расчете гомогенного факела	143

УПРАВЛЕНИЕ СТРУЯМИ И ФАКЕЛОМ

Глава 7. Аэродинамика струй при наложении низкочастотных пульсаций	145
7-1. Об активных воздействиях на струйные течения	145
7-2. Механический турбулизатор	147
7-3. Затопленные струи	151
7-4. Структура струи при повышенном уровне турбулентности	158
7-5. Спутные струи	172
Глава 8. Управление газовым факелом	184
8-1. О воздействии низкочастотных пульсаций на газовый факел	184
8-2. Факел неперемешанных газов	185
8-3. Факел однородной смеси	191
8-4. Энергетические характеристики	200
Список литературы	210

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основное место в предлагаемой вниманию читателей книге занимает инженерный расчет турбулентного прямоструйного газового факела, доведенный до предельно простой формы, удобной для практического применения. Методика расчета проиллюстрирована рядом примеров и может быть использована вне связи с остальным содержанием книги. Мы не сочли, однако, возможным выделить этот раздел (гл. 4—5) в отдельную брошюру, предназначенную расчетчику, не обладающему временем для детального знакомства с теорией вопроса. В настоящее время только часть важных в прикладном отношении задач теории факела допускает простое замкнутое решение. Для многих вопросов, непосредственно интересующих технику, создание полноценного инженерного расчета — дело будущего. Поэтому основным главам книги предпослано краткое изложение общей аэродинамической теории газового факела (гл. 1, 2) и решения задач о ламинарном факеле (гл. 3). Последние важны постольку, поскольку опираются на точные уравнения и представляют собой простейшие модели турбулентного факела (при постоянных коэффициентах переноса). Кроме того, в книгу включены подробные экспериментальные данные об управлении факелом с помощью наложенных механических пульсаций (гл. 7—8), опубликованные ранее лишь отрывочно в отдельных статьях. Авторы думают, что этот материал представляет интерес для оценки возможности активного воздействия на процесс турбулентного горения. В расчетном плане он смыкается с изложенным выше.

В основу изложения положены работы, выполненные авторами в последние годы. Вопросы, подробно разработанные в других работах*, обсуждаются крайне сжато, лишь в той мере, в какой это необходимо для цельности изложения. Книга в целом представляет попытку дальнейшего развития аэродинамической теории горения газа и ее приложений; хотелось бы, чтобы она способствовала прогрессу в этой области и сближению между теорией и практикой. Замечания и пожелания по книге просьба направлять по адресу: 192041, Ленинград, Марсово поле, д. 1, Ленинградское отделение издательства «Энергия».

Авторы

* В частности, в книге Л. А. Вулиса, Ш. А. Ершина, Л. П. Ярына «Основы теории газового факела». Л., «Энергия», 1968.

Часть первая

АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Глава 1.

Прямоструйный газовый факел

1-1. КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА ФАКЕЛА

В первом параграфе вводной главы приведена условная классификация газовых факелов (пламен). Наибольшее внимание уделено качественной картине перехода в факеле (и, как в его основе, в струях) от ламинарного режима течения к турбулентному. Это связано с тем, что более подробные данные о таком переходе получены сравнительно недавно и еще не обсуждались в монографиях по теории горения газов.

Второй параграф посвящен, в основном, качественным особенностям турбулентного горения газа, в частности, влиянию пульсаций на наблюдаемую (среднюю) скорость реакций в турбулентном потоке. Турбулентный факел и в особенности факел неперемешанных газов — основная тема этой книги; поэтому напоминание некоторых важных свойств турбулентного горения и рассмотрение отдельных новых результатов является необходимой предпосылкой изложения аэродинамической теории горения.

В третьем заключительном параграфе обсуждаются некоторые закономерности горения при конечной скорости реакции и особенности применения теории теплового режима к расчету газового факела.

Факелом принято называть газовые струи, в которых протекает высоконтенсивная химическая реакция — горение. Для факела характерно наличие выраженной высокотемпературной области — зоны горения, — в которой реагирует основная масса вещества, и типичного для свободных струй направленного движения, придающего потоку свойства пограничного слоя.

Газовые факелы различают по ряду существенных признаков, отражающих гидродинамические и физические особенности

явления и способы организации процесса. В соответствии с этим можно условно классифицировать газовые пламена по различным признакам — режиму течения, способу образования горючей смеси, характеру протекания процесса, геометрии факела и аэродинамической схеме движения. В зависимости от режима течения следует различать ламинарные и турбулентные пламена. Если в поле течения факела происходит переход от ламинарного движения к турбулентному, то образуются так называемые переходные факелы, в которых сочетаются (на различных участках) ламинарная и турбулентная формы движения.

Для ламинарного диффузионного факела характерно наличие четко очерченной тонкой зоны реакции — фронта пламени.

При турбулентном течении зона горения представляет собой значительно более широкую нестационарную область, отличающуюся крайне сложной структурой [33, 51, 64, 86, 88 и др.]. Тем не менее (и это отражает специфику турбулентного движения) в объеме, занятом турбулентным факелом, который в свою очередь значительно больше объема, занятого ламинарным факелом, можно выделить относительно узкую в среднем стационарную зону интенсивного тепло-

выделения, которая при напряженном горении может быть отождествлена с фронтом пламени. Высокая интенсивность процессов переноса и повышенная теплонапряженность характерны для турбулентного факела. Отметим также весьма слабую зависимость ряда интегральных характеристик турбулентного факела от физико-химических свойств горючей смеси и скорости истечения. Это свидетельствует об определяющей роли молярного обмена в процессе турбулентного горения.

Особенности развития ламинарных и турбулентных пламен наглядно иллюстрирует зависимость длины диффузионного факела от числа Рейнольдса (рис. 1-1). При ламинарном течении длина факела прямо пропорциональна значению числа Re , а при турбулентном не зависит от него [24, 27]. В переходной области течения происходит распад ламинарного и образование турбулентного пламени. Этот процесс сопровождается характерным для свободных струйных течений нелинейным изменением локальных (скорость, температура) и интегральных (длина факела, эжекционные свойства) характеристик. Существенно, что в обоих случаях — распространение свободной струи и факела — увеличение числа Рейнольдса (начиная от $Re \approx 3 \cdot 10^3$,

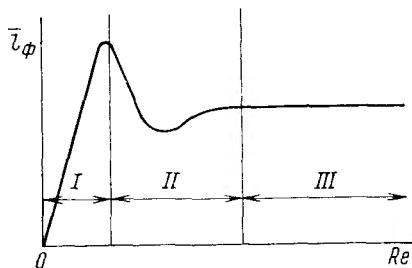


Рис. 1-1. Зависимость длины диффузионного факела от числа Рейнольдса

I — ламинарная, II — переходная, III — турбулентная области

кривые *I* — на рис. 1-2, *a*, *b*) приводит первоначально к резкому увеличению интенсивности затухания скорости [переход к кривым *II* для $Re \approx (4 \div 6) \cdot 10^3$], а затем к уменьшению ее (кривые *III* для $Re > 15 \cdot 10^3$). Качественное соответствие зависимости $\bar{u}_m = f(Re)$ в этих течениях отражает общность процессов переноса в свободных струях и в факеле. Эта общность лежит в основе аэродинамической теории факела. Наглядное представление о характере перестройки поля течения в свободной струе при изменении числа Re дают данные о распределении скорости

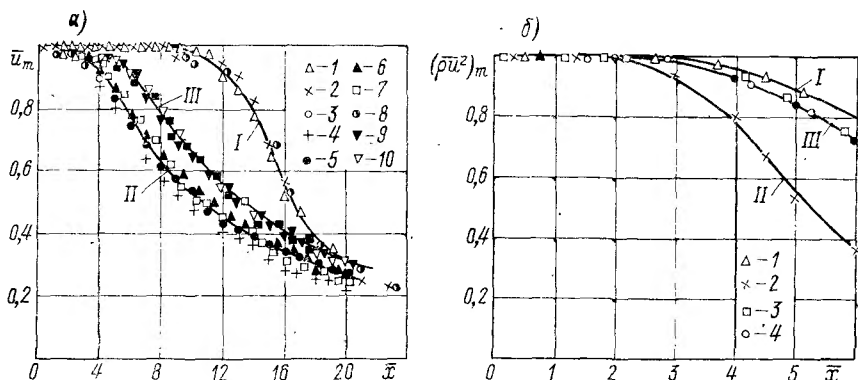


Рис. 1-2. Изменение скорости вдоль оси осесимметричной струи и факела при различных значениях Re : *a* — струя
 1 — $Re=2070$, 2 — $Re=2700$, 3 — $Re=3000$, 4 — $Re=4000$, 5 — $Re=4750$, 6 — $Re=5300$, 7 — $Re=5850$, 8 — $Re=18300$, 9 — $Re=21600$, 10 — $Re=35600$
 б — факел
 1 — $Re=3700$, 2 — $Re=6900$, 3 — $Re=9100$, 4 — $Re=9700$

в поперечных сечениях струи. Они показывают, что при $Re \approx 2070$ профили скорости в области изменения относительной длины $\bar{x} = \frac{x}{d_0}$ от 0 до 13 близки к параболическим, а затем (при $\bar{x} > 19$) приобретают вид, характерный для свободных турбулентных струй. При более высоком начальном значении числа Re ($Re \approx 2300$) профили скорости заметно деформируются уже при $\bar{x} > 2$ и при дальнейшем удалении от насадка соответствуют профилям развитой турбулентной струи. Измерения показывают, что резкая перестройка поля течения происходит в весьма ограниченной по размерам области струйного движения. Переход от параболического профиля к струйному локализуется в зоне протяженностью не более 3—4 калибров. В этой области происходит заметное изменение не только локальных, но и интегральных характеристик. Здесь же интенсивность турбулентных пульсаций достигает максимального значения.

Более отчетливая картина изменения параметров в свободных струйных течениях при переходе от ламинарного движения

к турбулентному приведена на рис. 1-3 в виде зависимости $\frac{u_m}{u_0} = f(Re)$ для фиксированных значений $\bar{x} = \frac{x}{d_0}$. Приблизительно она показана в верхнем углу рисунка. Видно, что на зависимости $\bar{u}_m = f(Re)$ можно выделить условно четыре характерных участка. На первом из них в соответствии с аналитическим решением задачи о ламинарной струе [26, 54] значение скорости растет пропорционально числу Рейнольдса. Это связано с относительным снижением роли вязкости (повышением роли инерции), приводящим к росту дальности струи. На втором участке вследствие потери устойчивости и возникновения крупномас-

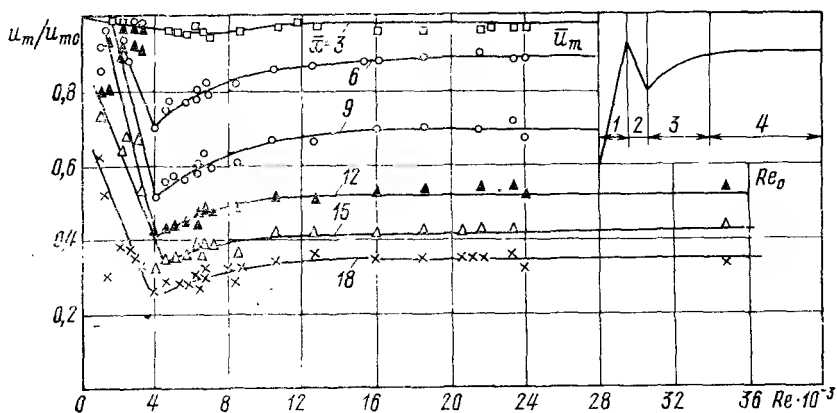


Рис. 1-3. Изменение скорости в фиксированных точках на оси струи в зависимости от числа Re

штабных пульсаций наблюдается качественное изменение характера зависимости $\bar{u}_m = f(Re)$ — величина $\bar{u}_m$ резко падает при увеличении числа Рейнольдса. На третьем участке, также относящемся к переходной области, но имеющем значительно большую протяженность (по числу Re), наблюдается рост $\bar{u}_m$ при увеличении Re . В этой области, как и при ламинарном движении, интенсивность затухания скорости при увеличении Re вновь падает. По-видимому, это связано со своего рода упорядочением структуры течения при образовании развитого турбулентного движения. Последний — четвертый участок — отвечает области развитого турбулентного движения, для которого характерна автомодельность по числу Рейнольдса.

Приведенные данные относились к истечению свободных струй из длинных трубок. В этом случае при изменении числа Re изменяется и форма начального профиля. При истечении из профилированных сопел, обеспечивающих практически неизменное начальное распределение скорости, качественный характер

развития струи при изменении Re сохраняется [29]. Для обоих случаев истечения (из длинной трубы и из профилированного сопла) общим является своеобразный подход «снизу» к автомодельному турбулентному режиму на кривой $\overline{u}_m = \overline{u}_m(Re)$. Это обстоятельство — уменьшение интенсивности затухания струи при увеличении числа Re (на третьем участке) при критическом характере перехода — отмечалось ранее в работах [38, 96].

На рис. 1-4 показано распределение температуры вдоль оси неизоотермической струи при различных значениях числа Re . Из

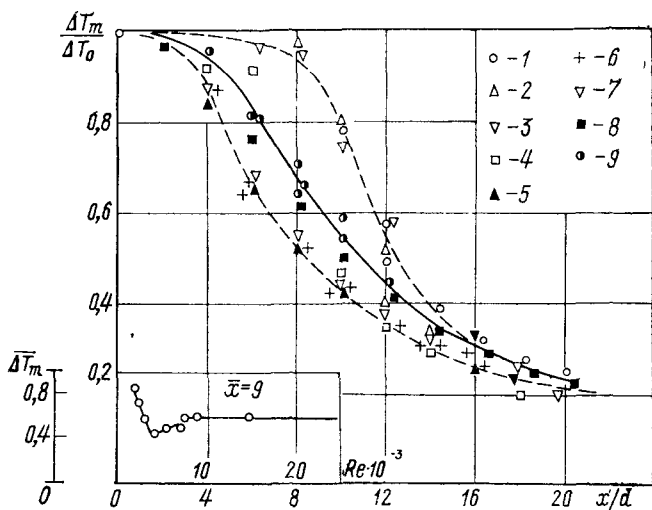


Рис. 1-4. Распределение температуры вдоль оси струи при различных значениях Re

1 — $Re=1930$, 2 — $Re=2000$, 3 — $Re=2400$, 4 — $Re=3360$, 5 — $Re=3600$, 6 — $Re=4100$, 7 — $Re=5000$, 8 — $Re=8400$, 9 — $Re=15500$

графика видно, что интенсивность затухания температуры на оси струи существенно зависит от числа Re . При относительно низких значениях Re , соответствующих началу перехода от ламинарного течения к турбулентному (второй участок на кривой рис. 1-3), увеличение числа Re приводит к росту интенсивности рассеивания тепла. При дальнейшем увеличении числа Re наблюдается уменьшение скорости затухания температуры вдоль оси струи, и, наконец, при $Re > 10^4$ распределение температуры становится практически независимым от начальной скорости истечения.

Существенно, что характер изменения основных величин в зависимости от числа Re сохраняется и в струях переменной плотности. Некоторые данные, относящиеся к таким течениям, приведены на рис. 1-5. Из графиков видно, что при истечении струи легкого газа в атмосферу более тяжелого (и наоборот)

наблюдается немонотонное изменение $\overline{\rho u^2} = f(Re)$. В области относительно малых значений чисел Re интенсивность затухания импульса возрастает и достигает максимума при $Re \approx 4 \cdot 10^3$. При дальнейшем увеличении Re происходит некоторое уменьшение скорости изменения $\overline{\rho u^2}$ по оси, и наконец, при $Re > 2 \cdot 10^4$ течение становится автомодельным.

Результаты ряда исследований переходной области в свободных струях (в том числе и измерений, относящихся к истечению

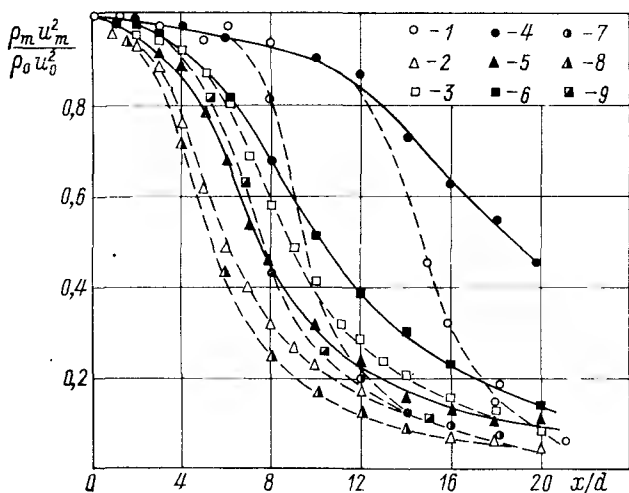


Рис. 1-5. Распределение ρu^2 вдоль оси газовых струй
Штриховая линия — воздух (1 — $Re=2700$, 2 — $Re=4000$, 3 — $Re=18300$), сплошная линия — фреон (4 — $Re=2840$, 5 — $Re=4000$, 6 — $Re=18100$), штрих-пунктирная — гелий (7 — $Re=2460$, 8 — $Re=3600$, 9 — $Re=16550$)

струй при наложении вынужденных колебаний, генерируемых механическим турбулизатором) показывают, что во всех изученных случаях (истечение из труб и сопел) зависимость $\overline{u_m} = f(Re)$ носит немонотонный характер. Что касается наложенных механических возмущений, то они, как и другие (например, акустические воздействия), приводят к смещению перехода в область малых значений чисел Рейнольдса. При достаточно больших значениях числа Струхала характерный экстремум зависимости $\overline{u_m}(Re)$ полностью вырождается.

Переход от ламинарного режима течения к турбулентному в свободных струях качественно отличается от перехода в других видах течений. Речь идет о том, что при потере устойчивости ламинарного движения интенсивность обмена в переходной области возрастает настолько, что превышает значение, соответствующее развитому турбулентному движению.

Аналогичная картина изменения ряда характеристик при изменении числа Re наблюдается и в газовых пламенах. При относительно низких скоростях истечения длина факела растет пропорционально числу Re . Такая зависимость соответствует ламинарному течению, которое сохраняется в данном случае до значений $Re \approx (4 \div 5) \cdot 10^3$. При увеличении скорости истечения (при $Re > 4 \cdot 10^3$) наблюдается отклонение зависимости $\bar{l}_\phi(Re)$ от линейной. Наблюдения показывают, что в этой области значений чисел Re в вершине факела появляются пульсации. Они нарастают по мере увеличения скорости истечения и вызывают разрушение ламинарного фронта и турбулизацию факела. Дальнейшее повышение скорости истечения приводит к смещению зоны интенсивной турбулизации по направлению к устью горелки и сокращению длины факела. При развитом турбулентном движении длина факела $\bar{l}_\phi = \frac{l_\phi}{d_0}$ не зависит от скорости истечения. Таким образом, переходной области отвечает характерный экстремум зависимости $\bar{l}_\phi = \bar{l}_\phi(Re)$, обусловленный взаимоложением влияния молекулярного и молярного переноса. Эксперименты показывают, что изменение длины факела в переходной области определяется рядом параметров [24, 57, 85]. Так, в частности, при увеличении диаметра сопла, из которого истекает топливо, изменяется вид зависимости $\bar{l}_\phi(Re)$. При малых размерах сопел наблюдается экстремальная (критическая), а при больших d_0 монотонная (бескризисная) форма перехода. Изменение формы перехода связано с влиянием подъемных сил, соизмеримых при умеренных скоростях истечения с силами инерции. Наличие неравномерного поля температуры (или плотности) приводит к изменению распределения скорости в поперечных сечениях и к увеличению ее градиента во внешней области факела. Турбулизация пламени, возникающая в результате конвективной неустойчивости, предотвращает «затягивание» ламинарного режима в область больших значений Re и способствует изменению формы перехода от критической к бескризисной. Турбулизации свободного факела способствуют также некоторые другие воздействия (акустические, механические и т. д.). По-видимому, вследствие этого в ряде экспериментов не был обнаружен второй, характерный для струйных течений, экстремум — минимум зависимости $\bar{l}_\phi(Re)$. При частичной изоляции факела от внешней среды наличие второго экстремума подтверждено экспериментально.*

В зависимости от способа подготовки горючей смеси различают два предельных случая — горение однородной стехиометрической смеси и предварительно не перемешанных газов.

* В этих опытах факел помещался внутри металлического цилиндра большого диаметра.

Эти два типа факелов принято называть также гомогенным и диффузионным. Наряду с этим диффузионное горение противопоставляется кинетическому горению и по другому признаку — лимитирующему в сложном процессе явлению — транспорту (диффузии) реагентов к месту сгорания или кинетике химических реакций. При этом первый тип горения — диффузионный — наблюдается и при горении неперемешанных газов (здесь лимитирует смесеобразование, а скорость реакций на фронте пламени практически бесконечно велика), и при горении однородной смеси (диффундирующей к фронту пламени). В обоих случаях из-за быстрого, теоретически мгновенного сгорания концентрация компонент горючей смеси на поверхности фронта близка к нулю. В противоположном случае — кинетического горения — скорости реакций низки, а диффузии относительно высоки. Поэтому в объеме факела при раздельной подаче топлива и окислителя реагирующие компоненты успевают перемешаться. В результате независимо от способа подачи реагентов кинетическое горение осуществляется во всем объеме факела. Однако интенсивность такого горения, как правило, весьма низка. Поэтому переход от кинетического горения к диффузионному (и одновременно от объемного горения к поверхностному, фронтальному) отождествляют с воспламенением, а обратный переход — с потуханием. Подробнее об этом будет сказано в § 1-3, посвященном тепловому режиму горения. Что же касается терминологии, то будем в дальнейшем преимущественно называть диффузионными фронтальные факелы, не отказываясь впрочем (там, где это не может вызвать недоразумений) и от противопоставления диффузионного факела неперемешанных газов гомогенному факелу однородной смеси.

В гомогенном факеле процесс смешения реагентов осуществляется вне объема факела, так что в зону горения поступает заранее подготовленная смесь. Так как процесс смешения, как правило, является лимитирующим, то гомогенный факел оказывается значительно более коротким и напряженным, чем диффузионный. Горение в нем практически полностью завершается в пределах начального участка струи, т. е. на протяжении первых трех — пяти калибров.

При горении неперемешанных газов процессы смешения и горения компонентов протекают одновременно непосредственно в зоне реакции. В этом случае факел оказывается значительно более протяженным. Длина его составляет десятки и даже сотни калибров. Этот вид факела, широко распространенный в технике, наиболее подробно обсуждается в этой книге.

При наличии в топливе некоторой доли окислителя (горение богатых смесей) образуется так называемый двойной факел. Его особенностью является наличие двух фронтов пламени. На одном из них (внутреннем) реагируют окислитель, который находится в топливе, и соответствующая ему по стехиометрии

часть топлива. Не прореагировавший избыток топлива сгорает во внешнем диффузионном фронте, который образуется в результате смешения топлива с окружающим воздухом. Что касается характера процесса горения, то в газовых пламенах он может протекать в диффузионной или кинетической области. Первой из них отвечает высокотемпературный процесс, при котором в силу специфических особенностей экзотермических реакций горение локализуется в небольшом интервале значений температур, близких к максимальной. Соответственно этому при диффузионном горении зона интенсивного тепловыделения представляет собой весьма узкую область — в пределе фронта пламени, — в которой и реагируют исходные компоненты. В отличие от этого кинетическому режиму горения отвечает протекание реакции во всем объеме. В газовых пламенах реализуются обе указанные выше формы процесса. Кинетическое горение наблюдается, как правило, только в области воспламенения и стабилизации факела (или срыва горения), а также в зоне догорания (за фронтом пламени), где скорость реакции резко падает вследствие почти полного выгорания компонентов. При напряженном процессе, характерном для горения высококалорийных топлив, диффузионный режим реализуется практически во всей области, занятой факелом.

По типу струйного движения газовые пламена могут быть подразделены на две большие группы. К первой относятся свободные факелы, распространяющиеся в неограниченной (неподвижной или движущейся) среде, ко второй — развивающиеся в ограниченном пространстве и взаимодействующие с твердыми поверхностями. Промежуточное место занимает полуограниченный факел, образованный струей, движущейся вдоль твердой стенки. В нем, как и в полуограниченной струе, сочетаются два пограничных слоя — свободный и пристенный [5, 91].

В зависимости от направления движения смешивающихся потоков различают спутные и встречные факелы, а также пламена, распространяющиеся в поперечном (сносящем) потоке. Аэродинамика таких пламен существенно зависит от соотношения скоростей в факеле и окружающем потоке.

Наиболее простым типом свободного прямоструйного факела является факел, образующийся в зоне смешения двух полубесконечных потоков топлива и окислителя или однородной горючей смеси и инертного газа (рис. 1—6, а). Для него характерно наличие незамкнутого фронта пламени, разграничивающего поле течения на две области, заполненные соответственно топливом и окислителем. В каждой из них присутствуют также продукты сгорания, диффундирующие от фронта пламени. Несмотря на то что такой (безграничный) факел не может быть практически осуществлен, он представляет интерес как аналог горения в начальном участке затопленной или спутной струи. В реальных условиях при истечении топлива из сопла конечного

размера (рис. 1-6, б) фронт пламени образует замкнутую поверхность. Вследствие этого все характерные величины (скорость, температура, концентрации) изменяются на оси факела от начальных значений до значений, отвечающих зоне горения.

Своеобразной разновидностью свободного факела является веерный, образующийся при истечении топлива из кольцевого сопла (рис. 1-6, в). По ряду признаков — распределению безразмерной скорости, температуры и концентраций в поперечных

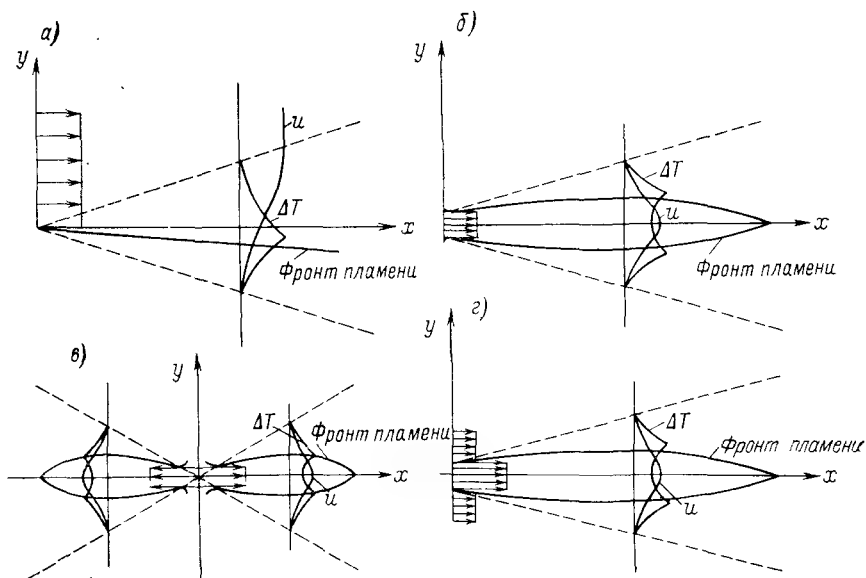


Рис. 1-6. Схемы прямоструйных газовых пламен: а — горение в плоскопараллельном пограничном слое; б — затопленный факел, в — веерный, г — аксиальный факел

сечениях — такой факел близок к плоскому. Наряду с этим ему присущи некоторые свойства осесимметричного факела — более быстрое, чем в плоском факеле, изменение параметров вдоль оси, нарастание площади поперечного сечения. Из более сложных типов газовых пламен упомянем кольцевые факелы (рис. 1-6, г), а также факелы, образующиеся при истечении топлива и окислителя из системы плоских сопел. Для свободных прямоструйных газовых пламен различных типов общим является наличие направленного движения, при котором продольная составляющая вектора скорости существенно превышает поперечную (а поперечные градиенты переменных превышают продольные). В таких факелах обычно отсутствуют сколько-нибудь значительные градиенты давления во всем поле течения. Для них характерно также наличие выраженной высокотемпературной зоны — фронта пламени.

В газовых пламенах, распространяющихся в ограниченном пространстве, в зависимости от способа смесеобразования может реализоваться горение неперемешанных газов (при раздельной подаче топлива и окислителя) или горение однородной смеси (при подаче в камеру заранее подготовленной горючей смеси). Аэродинамические и тепловые характеристики ограниченных пламен существенно зависят от геометрии толки, соотношения размеров горелки и камеры сгорания и условий теплообмена с твердыми поверхностями. Как правило, ограниченные пламена не являются изобарическими. Для них типично наличие замкнутых циркуляционных зон, обеспечивающих возврат продуктов сгорания к основанию факела, и устойчивую стабилизацию горения.

1.2. О РАСЧЕТЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА

Явления, происходящие в турбулентном потоке горящего газа, описываются сложной системой уравнений. В состав ее входят уравнения движения и неразрывности для течения вязкого сжимаемого газа, а также уравнения энергии и диффузии для компонент горючей смеси и продуктов реакции, содержащие нелинейные источники тепла и вещества. Интенсивность этих источников определяется уравнениями химической кинетики. В общую систему уравнений входят также уравнение состояния (коэффициенты вязкости, теплопроводности, диффузии и др.) от температуры и давления, а в принципе и от состава смеси. В общем случае учету подлежат также изменение молекулярной массы в ходе реакции, отличие теплоемкости исходных реагентов от теплоемкости продуктов сгорания, потери теплоты при излучении пламени, явления диссоциации, ионизации и рекомбинации, эффекты термо- и бародиффузии и диффузионной теплопроводности, обусловленные наличием резких градиентов температуры и концентраций и др.

Не приводя полной системы уравнений реагирующего потока газов, отметим, что решение ее в общем случае (не только для турбулентного, но и для ламинарного потока) сопряжено, как правило, с практически непреодолимыми трудностями. Последние обусловлены прежде всего необходимостью интегрирования с учетом соответствующих граничных условий сложной системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Серьезным препятствием на пути получения полного решения задачи наряду с этим является недостаточность сведений и надежных количественных данных по кинетике химических реакций горения сложных смесей, в особенности применительно к турбулентному режиму течения. К тому же при расчете турбулентного горения газов в полной мере сохраняются обычные для гидродинамики трудности, связанные с незамкнутостью системы

уравнений Рейнольдса для осредненного турбулентного движения. Для замыкания этой системы приходится использовать те или иные феноменологические модели осредненного движения и основанные на них выражения, связывающие эффективные (турбулентные) коэффициенты переноса со средними значениями переменных и их производными по пространственным переменным. При этом в расчет вводятся эмпирические постоянные (и даже функции вместе с определяющими их дополнительными уравнениями), не являющиеся, как известно, универсальными, а зависящие сложным образом от характера и условий протекания процесса. Таким образом, при исследовании турбулентного горения газов уже на первой стадии анализа (при написании замкнутой системы уравнений) теряется однозначность формулировки задачи, возникает некоторая неопределенность в выборе расчетной схемы и эмпирических коэффициентов и функций.

В такой ситуации неизбежны далеко идущие упрощения как физической, так и математической постановки задачи. Практически дело сводится прежде всего к замене полных уравнений Навье—Стокса приближенными уравнениями теории пограничного слоя и к отказу от учета влияния ряда второстепенных факторов. Содержание и характер упрощений, вводимых в расчет, в значительной мере определяются его назначением, степенью общности и прикладной направленностью, выбором конкретных задач.

С развитием вычислительной техники и все более широким применением ЭВМ характер допущений заметно меняется. Сравнительно недавно среди них преобладали упрощения чисто математического характера, иногда вплоть до отбрасывания «мешающих» решению членов уравнений, оценка влияния которых на конечные результаты расчета обычно весьма затруднительна.

В последнее время получили развитие численные методы расчета на ЭВМ, позволяющие в принципе учесть почти все многообразие физических условий, свойственных реальной обстановке. В качестве примера заслуживают упоминания многочисленные работы Сполдинга с сотрудниками [35], содержащие небезуспешные попытки возможно более полного приближения к действительным условиям протекания процесса, например попытки учета сложной конфигурации камер сгорания, реальных граничных условий, распределения потоков топлива и окислителя и т. п. При этом, однако, еще резче выявляется недостаток сведений по макрокинетике турбулентного горения, да и по самому механизму турбулентности. В результате (и в этом своеобразная диалектика развития) вновь возрастает значение простых приближенных методов расчета, основанных на физически ясных допущениях, приводящих к легко обозримым конечным результатам.

Ценность такого рода методов, разработке которых в значительной мере посвящена эта книга, двоякая. Во-первых, они в известной степени удовлетворяют уже сейчас запросам инженерной практики. Во-вторых, они служат наглядными моделями развитого процесса, отражающими если не все, то основные присущие ему тенденции.

Первое, т. е. прикладная направленность расчета, определяет стремление к возможно более простой форме расчетного аппарата. Как показано ниже (см. гл. 4—5), для ряда типичных задач теории газового факела можно предложить простой, проверенный на эксперименте метод инженерного расчета, использующий одни только несложные алгебраические выражения и вспомогательные таблицы.

Второе, т. е. модельный характер решений, оправдывает сохранение в задаче только наиболее существенных, определяющих факторов и отбрасывание всех остальных, учет которых, если он необходим (и отвечает точности опыта), переносится в детальный численный расчет с помощью ЭВМ для конкретных условий.

Разумеется, в конечном счете эффективность метода расчета и справедливость полученных результатов, а также границы применения выясняются при сопоставлении с экспериментом. Последнему, впрочем, принадлежит решающая роль и при выборе исходной расчетной схемы.

При исследовании и построении расчета горения газового факела для условий, характерных для многих энергетических топок, можно на основании анализа обширного экспериментального материала пренебречь влиянием диссоциации и изменения молекулярной массы и теплоемкости в ходе реакции, теплотой трения и термо- и бародиффузией, потерями на излучение. Можно также в первом приближении (соответствующем, как правило, инженерным задачам) не учитывать изменения давления во всем поле течения свободного факела. Последнее нуждается в некотором разъяснении.

В общем случае неоднородность поля среднего давления, возникающая в неограниченном поле течения, связана с локальным тепловыделением в зоне горения. Влияние его, однако, различно для разных типов факела. При горении неперемешанных газов в затопленном факеле или спутном факеле при значении параметра спутности $m = \frac{u_\infty}{u_0} \leq 0,5 \div 0,7$ фронт пламени расположен под столь малым углом к потоку, что изменение давления при искривлении линий тока, пересекающих фронт, пренебрежимо мало. Влияние его на структуру потока становится заметным при значении параметра спутности $m > 1$ (и для факела во встречном потоке при $m < 0$), когда при обтекании факела набегающий поток препятствует расширению газа в поперечном направлении. Тем не менее и в этом случае для факела непереме-

шанных газов в спутном потоке можно в первом приближении считать среднее давление во всем поле течения постоянным.

В случае горения однородной смеси изменение давления в зоне горения более заметно. Оно приводит к наблюдаемому в опытах существенному увеличению скорости газа по сравнению со скоростью набегающего потока. В связи с этим учет изменения давления во фронте пламени становится принципиальным. Рассматривая в этом разделе главным образом горение неперемешанных газов, опустим член $\frac{1}{\rho} \nabla P$ в записи исходных уравнений и учтем его в свое время при решении соответствующих задач (горение однородной смеси и др.).

При указанных допущениях (и с учетом оговорки относительно поля давления) систему уравнений стационарного ламинарного или турбулентного пограничного слоя при наличии горения газа запишем вместе с уравнением состояния в виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k \tau), \\ \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k \rho v) &= 0, \\ \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k g) + q\omega, \\ \rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} (y^k j) - \omega, \\ P &= \rho RT, \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

где x и y — декартовы координаты; $k=0$ для плоского и $k \times 1$ для осесимметричного пограничного слоя, u и v — соответствующие компоненты скорости, P — давление, ρ — плотность, T — температура, $h = c_p T$ — энтальпия, c_i — концентрация (индекс i относится к исходным реагентам — топливу и окислителю или к продуктам сгорания); R и c_p — газовая постоянная и теплоемкость при постоянном давлении; τ , g и j — касательное напряжение трения, поток тепла и поток вещества; q и $\omega(c, T)$ — тепловой эффект и скорость реакции.

В случае ламинарного движения газа уравнения (1-1) содержат действительные значения скорости, температуры, концентраций и других параметров, а также величины τ , g и j , определяемые законами Ньютона, Фурье и Фика. В случае турбулентного движения в эти уравнения входят осредненные значения:

$$\langle u \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} u(t) dt; \quad \langle T \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} T(t) dt \text{ и другие,}$$

а также эффективные значения трения и потоков тепла и вещества, подлежащие дополнительному определению. То же самое относится и к скорости реакции $\omega = \omega(c_i, T)$. Для ламинарного потока

$$\omega = f(c_i) k(T),$$

тогда как для турбулентного среднее значение скорости реакции

$$\langle \omega \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \omega(t) dt = \langle f(c_i) k(T) \rangle$$

существенно отличается от значения $\omega(\langle c_i \rangle, \langle T \rangle)$, рассчитанного по средним значениям температуры и концентраций.

Эта принципиальная особенность турбулентного горения заслуживает более подробного рассмотрения. Ее проявление связано в первую очередь с резкой температурной зависимостью константы скорости реакции $k(T)$, которую обычно принимают по Аррениусу:

$$k(T) = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

где E — энергия активации, K_0 — предэкспоненциальный множитель.

Оценка отношения значений $\frac{\langle k(T) \rangle}{k(\langle T \rangle)} = \kappa$ приведена в работах [27]; первое указание на его значение для турбулентного горения было сделано Я. Б. Зельдовичем [44] (см. также [25]). По существу речь идет о том, что из-за нелинейной зависимости $k(T)$ симметричным относительно некоторого среднего уровня колебаниям температуры $T(t)$ отвечают резко асимметричные колебания константы скорости реакции с резким преобладанием превышения значения $k(T)$ относительно $k(\langle T \rangle)$ над снижением (при соответствующих изменениях температуры).

Так, например, для малых пульсаций температуры $\left(\frac{T'}{\langle T \rangle} \ll \ll 1\right)$, где $T' = T(t) - \langle T \rangle$ в работе [27] было получено простое соотношение, связывающее между собой значения $\langle k(T) \rangle$ и $k(\langle T \rangle)$:

$$\kappa = \frac{\langle k(T) \rangle}{k(\langle T \rangle)} \approx \text{ch}\left(\frac{E}{R \langle T \rangle} \frac{T'}{\langle T \rangle}\right). \quad (1-2)$$

Из формулы (1-2) видно, что даже при умеренных значениях интенсивности температурных пульсаций $\frac{T'}{\langle T \rangle}$ (здесь $T' = \sqrt{\langle T'^2 \rangle}$) значение $\langle k(T) \rangle$ может заметно (в несколько раз и даже на несколько порядков) превышать $k(\langle T \rangle)$. Особенно существенно это для сравнительно невысоких значений $\langle T \rangle$,

в частности для области воспламенения свежей смеси и т. п. Например, при $\langle T \rangle = 500$ К $\frac{T'}{\langle T \rangle} = 0,05$ и $0,1$ и $\frac{E}{R \langle T \rangle} = 40$ значение κ соответственно равно 3,76 и 27,3. При $\frac{T'}{\langle T \rangle} \approx 1$ значение $\kappa \approx 10^8$.

Наряду с пульсациями температуры на скорость турбулентного горения определенное влияние оказывают пульсации концентрации. Однако влияние их на макрокинетику, как правило, невелико.

Естественно, что приведенные выше оценки нелинейного эффекта условны, так как относятся к выбранному диапазону значений параметров и, что более важно, ограничены нульмерной (точечной) схемой расчета. И для нее, впрочем, могут быть получены различные кривые $\omega(\langle T \rangle)$, в том числе кривая с двумя максимумами, как в одномерной теории [11]. Действительно, характер зависимости скорости горения от средней температуры существенным образом зависит в турбулентном потоке от того, как изменяется интенсивность температурных пульсаций. Последние, в свою очередь, зависят от пульсаций скорости и градиента $\langle T \rangle$, т. е. от пространственного распределения переменных. Однако достаточно полные опытные данные или результаты детального расчета с учетом поля пульсаций для двух- или трехмерной задачи в настоящее время неизвестны. Поэтому выявление влияния нелинейной зависимости скорости реакции от температуры и концентрации в турбулентном факеле при переходе от актуальных переменных к осредненным является одной из важных задач исследования.

Выше было указано на необходимость учета нестационарного в действительности характера установившегося в среднем турбулентного потока при оценке средней скорости горения. Для расчета турбулентного газового факела, как отмечалось в § 1-1, большее значение имеет приближенная модель диффузионного горения с бесконечно большой скоростью химической реакции. В этом предположении, естественно, приведенные соображения о расчете среднего значения $\langle \omega \rangle$ остаются за рамками расчетной схемы. На первый план выступает вопрос о разумной аппроксимации эффективных характеристик турбулентного переноса импульса, энергии и вещества. Вопрос этот, однако, не является специфичным для турбулентного горения газа, а относится к общей теории турбулентного пограничного слоя и к опорному для расчета факела разделу ее — к теории турбулентных струй. Вообще говоря, расчет факела можно построить на основе любой оправдавшей себя полуэмпирической расчетной схемы, принятой в современной теории струй [1, 26, 34]. Это относится к методам расчета, развитым в известных основополагающих работах Г. Н. Абрамовича [1, 2], к теории асимптотического слоя [26] или интегральным методам расчета [34, 45]. В последние

годы интенсивно развиваются полуэмпирические методы, основанные на интегрировании совместно с основными уравнениями пограничного слоя уравнений баланса пульсационной энергии (в общем случае баланса вторых моментов) [36, 66]. Это направление, вероятно, позволит в дальнейшем увеличить полезную информацию и при соответствующем развитии экспериментальной методики будет способствовать прогрессу теории турбулентного движения. Практическая реализация его в теории горения газов связана с овладением техникой измерения пульсационных характеристик во всем поле факела и в первую очередь в зоне пламени. В этом отношении особенно перспективными представляются измерения с помощью лазеров [19, 65, 94]. Однако полноценное развитие их и применение в исследованиях процесса горения относится к ближайшему будущему. В настоящее время расчет турбулентного факела сводится к определению полей средних величин — температуры, скорости, концентраций. Для этой цели, как показано в работах [27, 89], серьезными преимуществами перед другими расчетными методами обладает так называемый метод эквивалентной задачи теории теплопроводности. Достоинства его сводятся к простоте расчета, возможности получения значений переменных во всем поле течения, наиболее полного учета начального распределения их. Заметим, что первые качественные модели турбулентного горения, основанные на введении по аналогии со скоростью нормального горения в качестве основной расчетной характеристики линейной скорости турбулентного распространения пламени, в дальнейшем обсуждаться не будут. Основанием для этого служит то, что такая характеристика, как скорость турбулентного распространения пламени, является по существу результирующей функцией в сложном процессе турбулентного горения, а не доступной для априорного задания константой, как для ламинарного пламени.

В конечном счете под понятием аэродинамической теории и метода расчета факела будем, как и ранее, подразумевать такую схематизацию явления, при которой на первый план ставится учет явлений переноса. Более того, предположение о бесконечной скорости реакций делает возможным обобщенный расчет факела на основе полученных в теории струй соотношений. Конечно, такая аэродинамика факела не дает ответа на многие вопросы (прежде всего о кинетике реакций). В сочетании с теорией теплового режима горения аэродинамическая теория дает разумное объяснение вопросам устойчивости горения, явлениям стабилизации и срыва пламени и т. п. Наконец, детальный эксперимент и соответствующая обработка данных позволяют (для факела однородной смеси) оценить макрокинетические константы реакций.

Несомненно, что в будущем ставшие в последние годы вновь многочисленными и разнообразными, но еще далекими от завер-

шения, попытки создания замкнутой, свободной от эмпирики теории турбулентного движения приведут к соответствующему прогрессу и теории турбулентного горения. Пока же ни одно из этих направлений, заслуживающих пристального внимания (например, замыкание системы уравнений на уровне кинетического уравнения Больцмана [73], построение упрощенных математических моделей типа модели Бюргерса [17] или попытки интегрирования нестационарных уравнений Навье—Стокса и др.), не дает подходов к решению инженерных задач, с которыми в первом приближении справляется аэродинамическая теория.

1.3. О ТЕПЛОМ РЕЖИМЕ ФАКЕЛА

Аэродинамическая модель факела неперемешанных газов отражает лишь некоторые, хотя и весьма существенные, стороны сложного явления. Она, в частности, не позволяет определить ряд важных характеристик процесса, связанных с кинетикой химических реакций (полноту сгорания, условия стабилизации пламени и т. д.) Предельной схеме диффузионного горения при бесконечно большой скорости реакции отвечает в сущности единственный абсолютно устойчивый режим, при котором осуществляется полное реагирование исходных компонентов. Влияние режимных параметров на тепловой режим факела и его устойчивость принципиально не может быть учтено в рамках такой модели. Прямой путь расчета процесса при конечной скорости реакции связан с интегрированием системы дифференциальных уравнений в частных производных, содержащих нелинейные источники тепла и вещества. Он не получил достаточного распространения из-за значительных математических трудностей, с одной стороны, и отсутствия надежных данных о макрокинетических константах, с другой. Это делает, видимо, нецелесообразным проведение в настоящее время массовых численных расчетов газовых пламен на ЭВМ. Отмеченное обстоятельство стимулирует развитие приближенных аналитических методов, сочетающих идеи теории пограничного слоя и теории теплового режима горения [27].

Теория теплового режима горения, берущая начало от известных работ Н. Н. Семенова [68] и развитая Я. Б. Зельдовичем, Д. А. Франк-Каменецким [79] и другими, рассматривает влияние выделения тепла при реакции и условий теплообмена с окружающей средой на характер протекания процесса. Состояние системы определяется интенсивностью тепловыделения и теплоотвода и зависимостью их от температуры, давления и других параметров. Существенно, что изменение параметров ведет не только к количественному различию результатов, но и к качественному изменению характера протекания процесса. В зависимости от конкретных условий могут реализовываться непрерывные бескризисные режимы, характеризующиеся плавным изменением параметров, и критические — гистерезисные, отличающиеся резким, практически скачкообразным переходом от одного устойчивого состояния к другому. В газовых пламенах интенсивность тепловыделения и теплоотвода определяется структурой течения (диффузия реагентов, конвективный теплообмен) и кинетикой химических реакций. Тем самым тепловой режим факела отражает органическую связь гидродинамики течения и горения.

Приближенное исследование теплового режима факела неперемешанных газов может быть выполнено на основе квазигетерогенной схемы, сочетающей в себе допущение о существовании бесконечно тонкого фронта пламени с предположением о конечной скорости реакции на фронте. Физической предпосылкой для такой схематизации процесса является то, что переход от поверхностного горения (диффузионная область) к объемному (кинетическая область) и наоборот осуществляется в весьма узком интервале температур и практически совпадает с критическими режимами воспламенения и потухания.

Это позволяет не рассматривать протекание реакции в объеме факела и решать в качестве первого приближения по аналогии с гетерогенным горением задачу о горении газа на поверхности фронта пламени. В такой постановке задача сводится к интегрированию уравнений пограничного слоя без источников. Нелинейность, связанная с конечным значением скорости реакции, сохраняется только в дополнительных граничных условиях, представляющих собой уравнение материального и теплового баланса фронта пламени.

Отсылая за деталями расчета к работе [27], приведем лишь некоторые результаты исследования теплового режима факела на основе квазигетерогенной модели.

Как показывают расчеты, увеличение скорости истечения (или снижение калорийности топлива) приводит к уменьшению стационарных значений температуры горения и полноты сгорания. При некоторых критических значениях параметров происходит срыв горения — потухание. Этот процесс сопровождается резким, практически скачкообразным изменением температуры при переходе от одного устойчивого режима — режима горения — ко второму — режиму медленного окисления. Что касается влияния концентраций реагентов, то, как показывает решение, снижение концентрации топлива или окислителя приводит к уменьшению температуры горения. И наоборот, увеличение начальной концентрации реагирующих компонентов ведет к росту температуры факела и полноты сгорания и способствует улучшению условий стабилизации факела. Приведенные результаты, разумеется, не являются неожиданными. Они хорошо известны из повседневной практики сжигания топлива. Именно это — соответствие теоретического расчета и опыта — является убедительным подтверждением правомерности допущений, положенных в основу квазигетерогенной модели.

Квазигетерогенной модели свойственна известная ограниченность, связанная с представлением зоны горения в виде математической поверхности. Тем самым предполагается, что процесс смешения компонентов является совершенным. При турбулентном горении могут реализоваться такие условия, при которых в зону реакции поступают моли неперемешанных компонентов. В этом случае полнота сгорания (и соответственно температура горения) будет зависеть не только от кинетики реакций, но и от скорости смешения. Естественно, что в рамках квазигетерогенной модели исключается возможность анализа такого процесса. К недостаткам этой схемы следует отнести также необходимость введения в расчет эффективных значений кинетических констант для условной гетерогенной реакции.

Более полное описание теплового режима горения газового факела может быть проведено на основе схемы реакционного слоя конечной толщины. Согласно этой модели в пограничном слое выделяется очень узкая зона, в которой реагируют исходные компоненты. Вне ее во всем поле течения осуществляются только процессы переноса импульса тепла и вещества. В первом приближении можно принять, что горение локализовано в области максимальных температур. Что касается размера реакционной зоны δ , то из соображений размерности следует принять значение характерного безразмерного параметра:

$$\frac{k\delta^2}{D} \approx \text{const}, \quad (1-3)$$

где D — коэффициент диффузии, $k = k_0 \exp\left(\frac{-E}{RT}\right)$ — константа скорости реакции (причем $k \sim \frac{1}{\tau_k}$, если τ_k — характерное время реакции).

Из (1-3) следует, что при ламинарном горении неперемешанных газов характерный размер зоны реакции порядка толщины фронта пламени в факеле однородной смеси $\left(\delta \sim \sqrt{\frac{D}{k}} \sim \sqrt{\frac{a}{k}}, a - \text{коэффициент температуропро-}\right.$

водности). Этот результат $\left(\delta \sim \frac{u_n}{k} \right)$, где $u_n \sim \sqrt{Dk}$ — нормальная скорость распространения пламени) отражает физическую общность процесса гомогенного горения газа и горения внутри зоны реакции факела перемешанных газов. Для относительной величины $\bar{\delta} = \delta/l$, где l — размер зоны смешения, получим:

$$\bar{\delta} \sim \sqrt{\frac{D}{l^2 k}} = \sqrt{\frac{\tau_k}{\tau_d}} \exp\left(\frac{E}{2RT}\right), \quad (1-4)$$

где $\tau_d \sim \frac{l^2}{D}$ — характерное время диффузии, $\tau_k = \frac{1}{k_0}$.

Выражение (1-4) может быть использовано и для оценки толщины зоны реакции в турбулентном факеле. В этом случае в (1-4) следует подставить значение коэффициента турбулентной диффузии D_t и эффективное значение константы скорости реакции $\langle k \rangle$. В обоих случаях (ламинарное и турбулентное горение) численные значения коэффициентов, входящих в выражения для толщины зоны реакции, могут быть найдены в результате решения конкретной задачи о горении газа в пограничном слое.

Приведенные примеры свидетельствуют об эффективности сочетания методов теории теплового режима горения с аэродинамическим расчетом, проведенным на основе решения уравнений переноса без источников. Как и в ряде других случаев, сочетание различных методов исследования значительно расширяет круг рассматриваемых вопросов и позволяет более полно отразить физическую сущность процесса. Обобщение аэродинамической теории на случай соизмеримых скоростей реакции и диффузии делает возможным исследование не только самого процесса стационарного горения, но его устойчивости. Эти вопросы приобретают исключительно большое значение в связи с постоянной тенденцией к дальнейшей интенсификации процесса горения в различных технических устройствах.

Глава 2.

Обобщенный расчет факела

2.1. РАСЧЕТ ДЛИНЫ ФАКЕЛА

Во второй главе приведены основные данные аэродинамической теории горения в применении к расчету факела перемешанных газов. Первый раздел посвящен расчету длины такого факела, второй и третий — подробному расчету конфигурации фронта пламени и распределения температуры, скорости и концентраций. В том и в другом случае речь идет о диффузионном горении в предположении бесконечно большой скорости реакций.

Длина газового факела является одной из основных интегральных характеристик его, непосредственно влияющих на эффективность рабочего процесса камер сгорания и пламенных печей. Поэтому определение ее представляет значительный самостоятельный интерес, хотя и входит составной частью в общий расчет факела.

Длина факела сравнительно просто (хотя и не строго однозначно) определяется в эксперименте и служит поэтому удоб-

ным параметром для сопоставления результатов теоретического расчета и опыта. Определению длины факела посвящено много работ, в которых содержатся предложенные разными авторами расчетные или эмпирические формулы (см., например, [6, 10, 32, 93] и др.). Как правило, они отвечают узкому диапазону условий и не поддаются достаточно широкому обобщению. Аэродинамический расчет длины факела свободен от этих недостатков и правильно отражает основные закономерности — зависимость длины факела от параметров напряженного процесса горения неперемешанных газов.

При расчете длины факела, как и в дальнейшем при более подробном расчете его структуры, будем исходить из следующих ограничений.

Скорость истечения газов будем считать достаточно высокой, чтобы не учитывать влияние свободной конвекции (подъемной силы), но достаточной малой сравнительно со скоростью звука ($M < 1$). Зону воспламенения в факеле будем полагать предельно короткой — локализованной непосредственно возле устья горелки (кольцевого стабилизатора). Заметим, что противоречивость многих опытных данных вызывается чаще всего различием, иногда весьма существенным, в длинах участка факела до воспламенения. Как и большинство интегральных характеристик, длина факела отражает суммарное влияние различных параметров на аэродинамику факела. Использование длины факела в качестве характерного линейного масштаба позволяет значительно упростить аэродинамический расчет и, что весьма существенно, получить универсальные выражения для определения профилей температуры, концентраций и конфигурации факела. В настоящее время разработан ряд методов, позволяющих определить длину ламинарных и турбулентных пламен неперемешанных газов для простейших в газодинамическом отношении типов прямотруйного факела [1, 15, 16, 27, 49 и др.]. Этим, однако, не исчерпывается задача. Для различной организации топочного процесса в целом и его аэродинамики, в частности, необходимо исследование горения газа в более сложных, чем изученные к настоящему моменту, видах струйных течений. Многообразие последних определяет целесообразность единообразного подхода к расчету аэродинамики различных типов газовых пламен. Рассмотрим в связи с этим обобщенную схему расчета длины факела неперемешанных газов, позволяющую на основе данных по аэродинамике свободных струй определить зависимость длины факела l_f от основных параметров [90]. Имея в виду качественное сопоставление результатов, относящихся к плоским и осесимметричным пламенам (ламинарным и турбулентным, свободным и полуограниченным), не будем вначале учитывать изменение плотности газа в поле течения факела. В дальнейшем (гл. 3, 4) при расчете конкретных типов газовых пламен это ограничение будет снято

и влияние изменения плотности на длину факела будет учтено.

Объединяя уравнения энергии и неразрывности [см. систему (1-1)] и интегрируя полученное уравнение по y от 0 до ∞ и по x от 0 до x , получим:

$$\rho \int_0^{\infty} u \Delta i y^k dy = q \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w(c, T) y^k dy \right] d\xi + Q_0, \quad (2-1)$$

где $\Delta i = i - i_{\infty}$ и $Q_0 = \rho \int_0^{\infty} u \Delta i y^k dy$ при $x=0$ — поток избыточной энтальпии на выходе из горелки.

Так как уравнение движения не содержит источников, то можно записать единое (для всей области течения) автомодельное решение динамической задачи, справедливое на достаточном удалении ($\frac{x}{d} \gg 1$) от устья горелки. Представим его в виде:

$$\frac{u}{u_m} = F'(\varphi), \quad u_m = Ax^{\alpha}, \quad \varphi = Bux^{\beta}, \quad (2-2)$$

где α и β — константы автомодельности, A и B — постоянные, определяемые интегральными характеристиками струи. Что касается тепловой и диффузионной задач, то их решение в общем случае не может быть представлено в аналогичной автомодельной форме. Последнее связано с необходимостью задания при расчете факела дополнительных граничных условий (для температуры и концентрации) на фронте пламени, т. е. на некоторой линии $y = y_{\phi}(x_{\phi})$. Учитывая это, представим распределение энтальпии и концентрации реагирующих компонентов в поперечных сечениях факела в следующем виде:

для внутренней области

$$\frac{i - i_{\phi}}{i_m - i_{\phi}} = \theta_1(\varphi, \varphi_{\phi}); \quad \frac{c - c_{\phi}}{c_m - c_{\phi}} = \pi_1(\varphi, \varphi_{\phi}), \quad (2-3)$$

для внешней области факела

$$\frac{i - i_{\infty}}{i_{\phi} - i_{\infty}} = \theta_2(\varphi, \varphi_{\phi}); \quad \frac{c - c_{\infty}}{c_{\phi} - c_{\infty}} = \pi_2(\varphi, \varphi_{\phi}), \quad (2-4)$$

где $\varphi_{\phi} = \varphi_{\phi}(x)$ — координаты границы между этими областями.

Используя соотношения (2-2—2-4), запишем уравнение (2-1) в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{A}{B^{k+1}} x^{\alpha - (k+1)\beta} \rho \left\{ \int_0^{\varphi_{\phi}} F'(\varphi) [(i_m - i_{\phi}) \theta_1(\varphi, \varphi_{\phi}) + (i_{\phi} - i_{\infty})] \varphi^k d\varphi + \right. \\ & \quad \left. + (i_{\phi} - i_{\infty}) \int_0^{\infty} F'(\varphi) \theta_2(\varphi, \varphi_{\phi}) \varphi^k d\varphi \right\} = \\ & = q \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w(c, T) y^k dy \right] d\xi + Q_0. \end{aligned} \quad (2-5)$$

Положим в уравнении (2-5) $x = l_\Phi$, ($\varphi_\Phi = 0$). Учитывая равенство

$$\int_0^{l_\Phi} \left[q \int_0^\infty \omega(c, T) y^k dy \right] d\xi = qG_0, \text{ где } G_0 = \rho \int_0^\infty u \Delta c y^k dy -$$

поток избыточной концентрации в начальном сечении при $x=0$, получим следующее выражение для длины факела перемешанных газов:

$$l_\Phi = \left\{ \frac{qG_0 + Q_0}{\frac{A}{B^{k+1}} \rho (i_\Phi - i_\infty) \int_0^\infty F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi} \right\}^{\frac{1}{\alpha - (k+1)\beta}}. \quad (2-6)$$

При горении высококалорийных топлив, как правило $qG_0 \gg Q_0$. Поэтому соотношение (2-6) можно переписать в виде:

$$l_\Phi = \left\{ \frac{qG_0}{\frac{A}{B^{k+1}} \rho (i_\Phi - i_\infty) \int_0^\infty F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi} \right\}^{\frac{1}{\alpha - (k+1)\beta}}. \quad (2-7)$$

Для вычисления интеграла в знаменателе выражения (2-7) следует определить в явном виде функции $F'(\varphi)$ и $\theta_2(\varphi, 0)$, т. е. решить систему уравнений (1-1) без источников. Не рассматривая методы решения системы (1-1) для конкретных видов струйных течений (см., например, [1, 26, 34]), обратимся непосредственно к обсуждению особенностей развития газовых пламен различных видов. Заметим, что при определении зависимости длины факела от основных параметров численное значение интеграла $\int_0^\infty F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi$ не существенно.

В табл. 2-1 приведены значения постоянных A и B и констант автомодельности α и β для ряда характерных типов струйных течений [26].

В табл. 2-1 обозначены: $I_0 = (2\pi)^k \int_0^\infty \rho u^2 y^k dy$; $K_0 = \int_0^\infty \rho u^2 \left(\int_0^y \rho u dy \right) dy$;

$$L = \int_0^\infty F(\varphi) F'(\varphi) d\varphi; \quad \Phi_i = \left[\int_0^\infty F_i'(\varphi) \theta_{2i}(\varphi, 0) \varphi^k d\varphi \right]^{\frac{1}{\alpha - (k+1)\beta}},$$

a и a_1 — коэффициенты в выражениях $v_T = a^2 A x^{\alpha-\beta}$, $v_T = a_1^2 A$; $\varepsilon = 1 + \Omega \frac{c_{01}}{c_{\infty 2}}$; Ω — стехиометрическое число, c_{10} и $c_{2\infty}$ — соответственно начальная концентрация топлива и концентрация окислителя в окружающем пространстве, $\bar{l}_\Phi = \frac{l}{l_0}$ — длина факела, $Re = \frac{u_0 l_0}{\nu}$, u_0 — скорость истечения, l_0 — размер насадка.

Тип течения	A	B	α	β	l_Φ
Плоский ламинарный факел	$\frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{3I_0^2}{4\rho^2\nu}}$	$\frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{I_0}{6\rho\nu^2}}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{2}{9} \Phi_1 \text{Re} \varepsilon^3$
Плоский ламинарный факел, распространяющийся вдоль нетеплопроводной пластины (полуограниченный факел)	$\sqrt{\frac{K_0}{4\rho^2\nu L}}$	$\frac{1}{2} \sqrt[4]{\frac{K_0}{4\rho^2\nu^3 L}}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4} \Phi_2 L \text{Re} \varepsilon^4$
Осесимметричный ламинарный факел	$\frac{3I_0}{8\pi\rho\nu}$	$\sqrt{\frac{3I_0}{8\pi\rho\nu^2}}$	-1	-1	$\pi\Phi_3 \text{Re} \varepsilon$
Плоский турбулентный факел	$\sqrt{\frac{3I_0}{8\rho a}}$	$\frac{1}{2a}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$\frac{2}{3} \Phi_4 \frac{1}{a} \varepsilon^2$
Осесимметричный турбулентный факел	$\sqrt{\frac{3I_0}{8\pi\rho a_1}}$	$\frac{1}{\sqrt{a_1}}$	-1	-1	$\pi \sqrt{\frac{8}{3}} \Phi_5 \frac{1}{\sqrt{a_1}} \varepsilon$

Используя данные табл. 2-1, преобразуем уравнение (2-7) к такой форме, в которую входили бы в явном виде значения концентрации реагентов, стехиометрическое число и другие параметры процесса. С этой целью совершим переход от струи источника, к которой относится автомодельное распределение скорости (2-2), к струе конечного размера с такими же интегральными характеристиками — потоком импульса, избыточного теплосодержания и избыточной концентрации. При таком подходе длина факела может быть определена с точностью до так называемого полюсного расстояния S , определяющего расчетное начало координат, т. е. местоположение эффективной струи источника:

$$\bar{l}_\Phi = \frac{l_\Phi}{l_0} + \frac{S}{l_0},$$

где l_0 — размер сопла.

Начальные значения концентрации топлива и скорости истечения примем соответственно равными c_0 и u_0 . Учитывая, что

$$I_0 = \pi^k \rho_0 l_0^{k+1} u_0^2 \quad \text{и} \quad G_0 = \pi^k \rho l^{k+1} u_0 c_0,$$

получим из (2-7) соотношения, определяющие длину факела для различных схем течения, записанные в правом столбце табл. 2-1.

Из этих выражений видно, что длина ламинарного диффузионного факела зависит от скорости истечения (числа Re), в то время как длина турбулентного факела определяется только соотношением концентраций реагентов, стехиометрическим числом и так называемым коэффициентом турбулентной структуры. В связи с этим значительный интерес представляют разработанные в последние годы методы активного воздействия на структуру турбулентных струй [28, 34, 46, 81], с помощью которых можно осуществить направленное регулирование аэродинамики газового факела [14, 37, 45, 52].

Отметим также связанное с особенностями струйного смешения различие зависимостей длины газовых пламен разных типов от стехиометрического числа и отношения концентраций реагентов. Так, в частности, для ламинарного полуограниченного факела, в котором суммарная интенсивность смешения минимальная, $l_{\phi} \sim \varepsilon^4$; в свободном ламинарном или турбулентном осесимметричном факеле $l_{\phi} \sim \varepsilon$.

Изложенный метод может быть применен при определении длины пламени неперемешанных газов для ряда других типов факела. Для иллюстрации рассмотрим вкратце еще два специфических газовых факела — веерный и полуограниченный осесимметричный, распространяющийся вдоль поверхности нетеплопроводного конуса. Первый из них интересен тем, что является как бы своеобразным промежуточным звеном между плоским и осесимметричным факелом, второй — как пример течения с осевой симметрией вдоль твердой поверхности.

Объединив уравнения энергии и неразрывности

$$\frac{\partial \rho u x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v x}{\partial y} = 0,$$

положим, как и ранее, $u = Ax^{\alpha} F'(\varphi)$. После некоторых преобразований получим следующее выражение для расчета длин рассматриваемых типов пламен:

$$l_{\phi} = \left\{ \frac{qG_0}{\frac{A}{B} \rho (i_{\phi} - i_{\infty}) \int_0^{\infty} F'(\varphi) \theta_2(\varphi, 0) d\varphi} \right\}^{\frac{1}{\alpha - \beta + 1}}. \quad (2-8)$$

Вид функций $F'(\varphi)$ $\theta_2(\varphi, 0)$ и численные значения постоянных A и B и констант автомодельности в этом случае могут быть также заимствованы из решения аналогичных задач теории струй.

Из приведенных примеров видно, что рассмотренная выше схема расчета позволяет в принципе определить длину факела неперемешанных газов для любых типов струйных течений, допускающих автомодельное решение динамической задачи. Что касается расчета длины факела конечного размера, то он мо-

жет быть выполнен на основе приближенных методов теории струй, позволяющих описать неавтономные течения.

В заключение остановимся вкратце на расчете длины факела однородной смеси. В полном объеме расчет такого факела сопряжен со значительными трудностями, связанными с интегрированием уравнений пограничного слоя при конечной скорости реакции. Он может быть выполнен лишь при численном решении системы уравнений (1-1) (см. гл. 3). Для приближенной оценки длины факела можно использовать данные о скорости распространения пламени, нормальной или турбулентной, соответственно для ламинарного и турбулентного режимов горения.

Положив, как и ранее, толщину зоны реакции равной нулю, запишем уравнение, связывающее координаты фронта пламени (рис. 2-1):

$$\frac{dx}{dy} = \pm \sqrt{\left(\frac{u_0}{u_p}\right)^2 - 1}, \quad (2-9)$$

где u_p — скорость распространения пламени, $u_0 = u_0(y)$ — скорость смеси на выходе из сопла.

Уравнение (2-9) позволяет определить длину и форму факела при различных условиях истечения. В частности, для параболического профиля скорости интегрирование уравнения (2-9) приводит (при постоянной вдоль фронта пламени скорости распространения горения) к следующему соотношению, определяющему длину и конфигурацию гомогенного факела*:

$$\bar{l}_\Phi - \bar{x}_\Phi = N \left\{ \sin \varphi \cos \varphi \Delta \varphi - \frac{1-k^2}{k^2} F(\varphi, k) + \frac{1+k}{k^2} E(\varphi, k) \right\}, \quad (2-10)$$

где $\sin^2 \varphi = \bar{y}_\Phi (\bar{u} - 1)$, $k^2 = \frac{\bar{u} - 1}{\bar{u} + 1}$, $N = (\bar{u} - 1) \sqrt{\bar{u} + 1}$, $\Delta \varphi = (1 -$

$$-k^2 \sin^2 \varphi)^{\frac{1}{2}}, \quad \bar{u} = \frac{u_0}{u_p}, \quad \bar{y}_\Phi = \frac{y_\Phi}{r_0}, \quad \bar{x}_\Phi = \frac{x_\Phi}{r_0}, \quad \bar{l}_\Phi = \frac{l_\Phi}{r_0};$$

$F(\varphi, k)$, $E(\varphi, k)$ — соответственно эллиптические интегралы первого и второго рода.

В случае когда начальное распределение скорости близко к равномерному ($u_0(y) = \text{const}$), а скорость истечения смеси

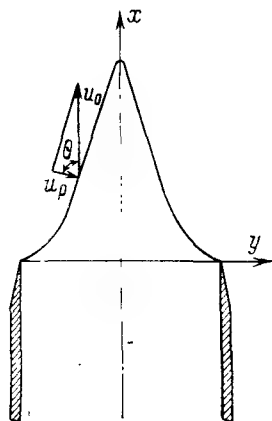


Рис. 2-1. Схема факела однородной смеси

* Подробный анализ рассматриваемой задачи и сопоставление расчетных и опытных данных содержится в работах [56, 82].

существенно превышает скорость распространения пламени ($\frac{u_0}{u_p} \gg 1$), выражение для длины факела принимает особенно простой вид:

$$\bar{l}_\Phi = \frac{u_0}{u_p}. \quad (2-11)$$

Из соотношения (2-11) видно, что длина ламинарного факела однородной смеси ($u_p = \text{const}$) пропорциональна скорости истечения, а турбулентного ($u_p \sim u_0^n$, $n \approx 0,7 \div 0,8$) слабо зависит от u_0 . Приведенная оценка длины турбулентного факела является весьма грубой, так как не отражает сложной зависимости турбулентной скорости горения от режимных параметров и координат.

Более точные результаты могут быть получены исходя из газодинамического расчета турбулентного факела, основанного на гипотезе об экстремуме угла отклонения линий тока в косом тепловом скачке, или из расчета по квазигетерогенной схеме. В последнем случае решение задачи получается при прямом введении в расчетную схему кинетики химической реакции. Такой расчет, объединяющий аэродинамику и тепловой режим горения, приводит к наиболее содержательным результатам.

2-2. РАСЧЕТ ФАКЕЛА НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВ

Задачей подробного аэродинамического расчета факела является определение местоположения зоны горения — фронта пламени — и распределения скорости, температуры и концентраций в поле течения. В предположении о локализации горения на фронте пламени задача сводится к раздельному интегрированию уравнений энергии и диффузии (без источников) для областей факела, расположенных по обе стороны фронта пламени. Расчет замыкается путем сращивания решений на фронте пламени, местоположение которого определяется из условия смешения реагентов в стехиометрической пропорции.

Такая схема решения эффективна лишь в тех случаях, когда на границах смешивающихся потоков сохраняются постоянными значения скорости, температуры и концентраций, как например при смешении двух полубесконечных потоков топлива и окислителя*. При наличии в поле течения замкнутого фронта пламени автомодельное решение тепловой и диффузионной задачи не может быть найдено. Это осложняет, а в ряде случаев исключает, возможность получения аналитического решения. Даже при использовании приближенных методов, позволяющих описать неавтомодельную область течения, расчет

* Т. е. тогда, когда может быть найдено автомодельное решение динамической, тепловой и диффузионной задач.

факела при $P_r \neq 1$ сопряжен со значительными трудностями [27].

В ряде случаев более эффективным является иной метод решения задачи о горении неперемешанных газов. Речь идет о методе расчета, предложенном в свое время Бурке и Шуманом и развитом в общем виде Я. Б. Зельдовичем. В работе [44] показано, что при введении некоторой линейной комбинации концентраций реагирующих компонент можно получить одно дифференциальное уравнение диффузии, не содержащее источников. При заданном распределении скорости расчет профилей концентрации и температуры может быть выполнен на основе решения задачи о распространении газовой струи [1, 27, 84]. В этом случае местоположение зоны горения определяется из условия равенства нулю концентраций реагирующих веществ на фронте пламени. Такой метод позволяет получить решение широкого класса задач о диффузионном горении в струйных течениях неперемешанных газов [89].

Рассмотрим вначале схему расчета аэродинамики горения применительно к автомодельным свободным струйным течениям. Учитывая то, что методы расчета неизотермических струй (плоских и осесимметричных, ламинарных и турбулентных) существенно отличаются друг от друга, ограничимся первоначально анализом простейшего случая $\rho = \text{const}$. В дальнейшем (гл. 3 и 4) при расчете конкретных типов ламинарных и турбулентных газовых пламен учтем изменение плотности в поле течения факела.

Введем в рассмотрение приведенную концентрацию

$$\bar{c} = \bar{c}_1 - \bar{c}_2, \quad \bar{\Delta c} = c_1 - \bar{c}_2 + 1, \quad \bar{c}_1 = \frac{c_1}{c_{2\infty}} \Omega, \quad \bar{c}_2 = \frac{c_2}{c_{2\infty}},$$

где c_1 и c_2 — соответственно концентрации топлива и окислителя, Ω — стехиометрический коэффициент, $c_{2\infty}$ — концентрация окислителя в окружающем пространстве.

В результате получим из (1-1) уравнение диффузии для приведенной концентрации $\bar{\Delta c}$:

$$u \frac{\partial \bar{\Delta c}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{\Delta c}}{\partial y} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k D \frac{\partial \bar{\Delta c}}{\partial y} \right). \quad (2-12)$$

Граничные условия, с учетом которых следует интегрировать уравнения движения и диффузии, определяются схемой течения. Например:

для затопленного факела

$$u > 0, \quad \bar{\Delta c} \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty; \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\Delta c}}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0,$$

для полуограниченного факела

$$u > 0, \quad \bar{\Delta c} \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty;$$

$$u = 0, \quad \frac{\partial \bar{\Delta c}}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0.$$

При расчете автомодельных струйных течений следует использовать также интегральные условия, обеспечивающие получение нетривиального, (т. е. не тождественно равного нулю) решения. Объединяя уравнения движения, энергии и диффузии [система (1-1)], а также уравнение (2-12) с уравнением неразрывности и интегрируя по y от 0 до ∞ , получим следующие интегральные соотношения*:

$$\int_0^{\infty} \rho u^2 y^k dy = \text{const}; \quad (2-13)$$

$$\int_0^{\infty} \rho u \Delta \tilde{c} y^k dy = \text{const}; \quad (2-14)$$

$$\int_0^{\infty} \rho u \Delta c_i y^k dy = - \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w_i(c, T) y^k dy \right] d\xi + G_{i0}; \quad (2-15)$$

$$\int_0^{\infty} \rho u \Delta i y^k dy = q \int_0^x \left[\int_0^{\infty} w(c, T) y^k dy \right] d\xi + Q_0, \quad (2-16)$$

где G_{i0} и Q_0 значения $\int_0^{\infty} \rho u \Delta c_i y^k dy$ и $\int_0^{\infty} \rho u \Delta i y^k dy$ при $x=0$ **.

Первые два условия необходимы для расчета профилей скорости и концентраций, вторые — для определения длины факела.

Полагая движение автомодельным, запишем решения динамической и диффузионной задач в виде:

$$\frac{u}{u_m} = F'(\varphi), \quad u_m = Ax^{\alpha}; \quad \frac{\Delta c}{\Delta \tilde{c}_m} = \pi(\varphi), \quad \Delta \tilde{c}_m = \Gamma x^{\gamma}, \quad \varphi = yx^{\beta} B, \quad (2-17)$$

где u_m и $\Delta \tilde{c}_m$ — значения скорости и концентрации на оси, α, β, γ — константы автомодельности, A и B — постоянные, определяемые интегральными характеристиками струи и коэффициентом турбулентной структуры при турбулентном течении. Значения этих постоянных и вид функций $F'(\varphi)$ и $\pi(\varphi)$ для некоторых типов струйных течений содержатся в монографии [26]. Отметим, что явное выражение функций $F'(\varphi)$ и $\pi(\varphi)$ необходимо только на заключительной стадии решения — при численном расчете факела. При выводе общих структурных выражений, описывающих распределение характерных величин в поле течения, конкретный вид функций $F'(\varphi)$ и $\pi(\varphi)$ не существен.

* Для факела, распространяющегося вдоль твердой поверхности, первое интегральное условие имеет вид:

$$\int_0^{\infty} \rho u^2 \left(\int_0^y \rho u dy \right) dy = \text{const} [3].$$

** При выводе соотношений (2-15), (2-16) уравнение энергии и диффузии проинтегрировано по x от 0 до x .

Используем соотношение (2-17) для определения профилей концентрации топлива и окислителя в поперечных сечениях факела. С учетом того, что во всех точках внутренней области факела концентрация окислителя равна нулю, получим:

$$\frac{\bar{c}_1 + 1}{\bar{c}_{1m} + 1} = \pi(\varphi). \quad (2-18)$$

Так как в конце факела (при $x=l_\Phi$) $\bar{c}_1$ и $\bar{c}_2$ тождественно равны нулю, то $\Gamma l_\Phi = 1$. Следовательно, $\Delta \bar{c}_m = \bar{x}^\gamma$, где $\bar{x} = \frac{x}{l_\Phi}$. Используя последнее соотношение и учитывая, что в любой точке фронта пламени $\bar{c}_1 = 0$, получим из (2-17) единое для автомодельных течений уравнение поверхности горения:

$$\bar{x}_\Phi^\gamma \pi(\varphi_\Phi) = 1. \quad (2-19)$$

Определим распределение концентраций во внутренней области факела. Из уравнения (2-18) следует, что $\bar{c}_1 = \pi(\varphi) \times [(c_{1m} + 1) - 1]$ и $c_{1m} = \frac{1}{\pi(\varphi_\Phi)} - 1$. Отсюда получим:

$$\frac{\bar{c}_1}{\bar{c}_{1m}} = \frac{\pi(\varphi) - \pi(\varphi_\Phi)}{1 - \pi(\varphi_\Phi)}. \quad (2-20)$$

При равенстве числа Льюиса единице ($a=D$) и подобии граничных условий профили избыточной температуры во внутренней области факела будут описываться той же формулой:

$$\frac{T - T_\Phi}{T_m - T_\Phi} = \frac{\pi(\varphi) - \pi(\varphi_\Phi)}{1 - \pi(\varphi_\Phi)}. \quad (2-21)$$

Аналогичным путем определим профили концентрации и температуры во внешней области факела:

$$\bar{c}_2 = 1 - \frac{\pi(\varphi)}{\pi(\varphi_\Phi)}; \quad \frac{T - T_\infty}{T_\Phi - T_\infty} = \frac{\pi(\varphi)}{\pi(\varphi_\Phi)}. \quad (2-22)$$

Таким образом, расчет автомодельного диффузионного факела является полностью законченным, если определена длина факела. Она может быть найдена по обобщенным формулам (2-7), (2-8). Приведенные соотношения носят универсальный характер и справедливы (в предположении $\rho = \text{const}$) для различных типов газовых пламен. Влияние граничных условий, отражающих физические особенности данного типа движения, сказывается на конкретном виде функций $F'(\varphi)$ и $\pi(\varphi)$, которые могут быть определены методами теории струй вязкой жидкости.

2.3. О РАСЧЕТЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА

Наибольший практический интерес представляет анализ аэродинамики турбулентного факела, истекающего из сопла конечного размера. Расчет такого факела может быть выполнен на основе приближенных методов расчета турбулентных струй [1, 26, 34]. Для решения задачи о факеле конечного размера в принципе можно использовать различные расчетные схемы (аналитические и численные), позволяющие описать непрерывную деформацию поля течения. Поэтому при обсуждении общей схемы расчета диффузионного факела конечного размера не будем, как и ранее, конкретизировать методы решения задачи о распространении газовой струи и зададим распределение плотности потока импульса и вещества в виде некоторых функций координат, отвечающих решению соответствующих задач теории струй:

$$\overline{\rho u^2} = L_1(x, y, z), \quad \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = L_2(x, y, z), \quad (2-23)$$

где $\overline{\rho u^2} = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$, $\overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = \frac{\rho u \Delta \tilde{c}}{\rho_0 u_0 \Delta \tilde{c}_0}$, ρ_0 , u_0 , $\Delta \tilde{c}_0$ — соответственно плотность, скорость и приведенная концентрация в начальном сечении; операторы L_1 и L_2 представляют собой приближенное аналитическое (или численное) решение задачи о распространении турбулентной струи конечного размера.

Введение различных операторов L_1 и L_2 , аппроксимирующих распределение плотности потока импульса и вещества, отражает неравенство эффективных коэффициентов переноса импульса и вещества в турбулентных струях [26].

Из системы уравнений (2-23) найдем распределение скорости, температуры и концентраций в поперечных сечениях факела, а также его форму и длину. Решая систему уравнений (2-23) относительно $\Delta \tilde{c}$ и учитывая, что во внутренней области факела концентрация окислителя равна нулю, получим:

$$\frac{\bar{c}_1 + 1}{\bar{c}_{10} + 1} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}}, \quad (2-24)$$

где $\bar{c}_{10}$ — концентрация топлива на срезе сопла.

Учитывая, что на фронте пламени концентрация реагентов равна нулю, получим:

$$\bar{c}_{10} = \frac{1}{\sqrt{\omega}} \frac{L_{1\phi}^{0,5}}{L_{2\phi}} - 1, \quad (2-25)$$

где $L_{1\phi} = L_1(x_\phi, y_\phi, z_\phi)$, $L_{2\phi} = L_2(x_\phi, y_\phi, z_\phi)$ — значения функций L_1 и L_2 на фронте пламени; $\omega = \frac{\rho_0}{\rho_\phi} = \frac{T_\phi}{T_0}$.

Из совместного решения уравнений (2-24) и (2-25) найдем распределение концентрации топлива во внутренней области факела:

$$\frac{\bar{c}_1}{\bar{c}_{10}} = \frac{\sqrt{\frac{\rho_\Phi}{\rho}} Z_1 - 1}{\frac{1}{\sqrt{\omega}} Z_2 - 1}, \quad (2-26)$$

$$\text{где } Z_1 = \frac{L_{1\Phi}^{0,5}}{L_{2\Phi}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}}, \quad Z_2 = \frac{L_{1\Phi}^{0,5}}{L_{2\Phi}}.$$

Аналогичным путем определим профили концентрации окислителя во внешней области факела:

$$\bar{c}_2 = 1 - \sqrt{\frac{\rho_\Phi}{\rho}} Z_1. \quad (2-27)$$

Положив в (2-24) $\bar{c}_1 = 0$, получим уравнение, связывающее координаты фронта пламени с заданными параметрами:

$$\frac{L_{1\Phi}^{0,5}}{L_{2\Phi}} = \beta \sqrt{\omega}, \quad (2-28)$$

где $\beta = \frac{c_{10}}{c_{2\infty}} \Omega + 1$ — стехиометрический комплекс. С учетом соотношения (2-28), запишем выражение, описывающее распределение концентрации реагентов, в виде:

$$\frac{\bar{c}_1}{\bar{c}_{10}} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}} - 1 \right]; \quad (2-29)$$

$$\bar{c}_2 = 1 - \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}}. \quad (2-30)$$

Распределение температуры в факеле имеет вид: * для внутренней области

$$\frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}} - 1 \right], \quad (2-31)$$

для внешней области факела

$$\frac{T - T_\Phi}{T_\Phi - T_\infty} = \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}}. \quad (2-32)$$

Определим профили плотности. Из соотношений (2-31) и (2-32) получим:

* При $L_1 = 1$.

для внутренней области факела

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 \frac{\beta(\omega - 1)}{\beta - 1} \times \\ \times \left\{ -\frac{L_2}{L_1^{0,5}} + \sqrt{\left(\frac{L_2}{L_1^{0,5}}\right)^2 + 4 \frac{(\beta\omega - 1)(\beta - 1)}{\beta^2(\omega - 1)}} \right\}, \quad (2-33)$$

для внешней области факела

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 \frac{\omega}{\omega_1} (\omega_1 - 1) \times \\ \times \beta \left\{ \frac{L_2}{L_1^{0,5}} + \sqrt{\left(\frac{L_2}{L_1^{0,5}}\right)^2 + 4 \frac{\omega_1}{(\omega_1 - 1)^2 \beta^2 \omega}} \right\}, \quad (2-34)$$

здесь $\omega_1 = \frac{\rho_\infty}{\rho_\Phi} = \frac{T_\Phi}{T_\infty}$.

Следует иметь в виду, что значение параметров ω и ω_1 определяется начальной температурой и концентрацией реагентов и теплотворной способностью топлива. Поэтому целесообразно преобразовать уравнения (2-33) и (2-34) к такой форме, в которую бы входили только заданные параметры. Из уравнения теплового баланса

$$q_T = \frac{c_p(T_\Phi - T_0)}{c_{1.0}} + \frac{c_p(T_\Phi - T_\infty)}{c_{2\infty}} \Omega, \quad (2-35)$$

где q_T — теплотворная способность, отнесенная к 1 кг топлива, получим:

$$\omega = \frac{1}{\beta} [\vartheta + 1 + \alpha(\beta - 1)], \quad (2-36)$$

где $\vartheta = \frac{q_T c_0}{c_p T_0}$, $\alpha = \frac{T_\infty}{T_0}$.

Учитывая это соотношение, запишем выражения (2-33) и (2-34) в виде:

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 \left[\frac{\vartheta + (\beta - 1)(\alpha - 1)}{\beta - 1} \right] \times \\ \times \left\{ -\frac{L_2}{L_1^{0,5}} + \sqrt{\left(\frac{L_2}{L_1^{0,5}}\right)^2 + 4 \frac{[\vartheta + \alpha(\beta - 1)](\beta - 1)}{[\vartheta + (\beta - 1)(\alpha - 1)]^2}} \right\}; \quad (2-37)$$

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 [\vartheta - (\alpha - 1)] \times \\ \times \left\{ \frac{L_2}{L_1^{0,5}} + \sqrt{\left(\frac{L_2}{L_1^{0,5}}\right)^2 + 4 \frac{\alpha}{[\vartheta - (\alpha - 1)]^2}} \right\}. \quad (2-38)$$

Распределение скорости в факеле может быть найдено из соотношений (2-23), (2-37) и (2-38):

$$\frac{u}{u_0} = L_1^{0,5} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}, \quad (2-39)$$

а длина факела — из (2-28) и (2-36):

$$\frac{L_1^{0,5}(l_{\Phi}, 0, 0)}{L_2(l_{\Phi}, 0, 0)} = \sqrt{\beta} [\Phi + 1 + \alpha(\beta - 1)]. \quad (2-40)$$

Таким образом, система уравнений (2-28—2-32; 2-37—2-40) позволяет выполнить полный аэродинамический расчет турбулентного диффузионного факела конечного размера.

Приведенные выше расчетные формулы получены в предположении о постоянстве молекулярной массы и теплоемкости газа. В рамках рассмотренной схемы учет зависимости $\mu(c, T)$ и $c_p(c, T)$ не сопряжен с принципиальными трудностями. Он сводится к совместному решению уравнения состояния $\rho = \rho(c, T)$, уравнений (2-29), (2-30) и уравнений (2-31), (2-32), которые в данном случае принимают вид:

$$\frac{i - i_{\Phi}}{i_0 - i_{\Phi}} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}} - 1 \right]; \quad (2-41)$$

$$\frac{i - i_{\infty}}{i_{\Phi} - i_{\infty}} = \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L_2}{L_1^{0,5}}, \quad (2-42)$$

где $i = c_p T$.

В результате решения такой системы трансцендентных уравнений может быть найдено распределение характерных величин в поле течения газового факела. Следует, однако, иметь в виду, что такой расчет весьма трудоемок. Проведение его оправдано лишь тогда, когда влияние изменения молекулярной массы и теплоемкости в процессе горения существенно отражается на результатах, как, например, при горении факела водорода.

Перечислим вкратце основные допущения обобщенной схемы аэродинамического расчета турбулентного факела перемешанных газов. Они состоят в представлении зоны горения в виде бесконечно тонкого фронта пламени, на котором реагируют исходные компоненты, в предположении об универсальности профилей динамического давления и тождественности их профилям ρu^2 в инертных турбулентных газовых струях. Последнее допущение нуждается в некотором разъяснении. Известно, что распределение плотности потока импульса в турбулентных газовых струях не является строго универсальным. При прочих равных условиях оно зависит, хотя и не сильно, от соотношения плотностей в струе и окружающем пространстве. Влияние разности плотностей заметно сказывается на ин-

тенсивности затухания импульса по оси струи лишь при истечении плотного газа в атмосферу более легкого. В области изменения $1 < \frac{\rho_{\infty}}{\rho_0} = \omega < 5$, характерной для газового факела, влияние параметра ω сравнительно невелико. Оно может быть учтено путем соответствующего выбора численных значений эмпирических постоянных. В газовых пламенах профили плотности потока импульса, строго говоря, не являются монотонными функциями поперечной координаты y . Незначительная деформация поля ρu^2 и появление на нем характерных провалов связана с наличием сосредоточенного источника — фронта пламени, вызывающего резкое изменение поля плотности. Влияние его наиболее ярко видно на примере спутного факела, у которого фронт пламени располагается в области относительно высоких скоростей [27, 67, 92]. В этом случае в качестве основной расчетной величины следует принять значение $\rho u \Delta u = \rho u(u - u_{\infty})$. Как показывают измерения, профили плотности потока избыточного импульса не имеют особенности вблизи фронта пламени. Что касается затопленного факела, то здесь при горении топлив с достаточно большим значением стехиометрического отношения (углеводородные топлива, водород) фронт располагается в зоне малых скоростей. Вследствие этого искажение поля динамического давления в окрестности фронта пламени не оказывает заметного влияния на распределение ρu^2 в поле течения факела. Как показывают опыты, в затопленном турбулентном факеле отклонение профилей ρu^2 от монотонных находится в пределах точности измерения этой величины. Это позволяет решать динамическую задачу для всей области течения без задания дополнительных условий на фронте пламени.

Глава 3.

Ламинарный факел неперемешанных газов

3-1. ПЛОСКИЙ ФАКЕЛ

Обобщенный метод расчета газового факела, изложенный во второй главе, будет использован далее для подробного расчета основных типов турбулентного факела неперемешанных газов. Уместно наряду с этим проиллюстрировать применение того же метода расчета рядом примеров из теории ламинарного факела. Целесообразность включения в книгу, посвященную турбулентным пламенам, отдельной главы, в которой в кратком конспективном виде рассмотрено ламинарное горение неперемешанных газов, объясняется следующим. Ламинарный факел во всех случаях играет роль своеобразной качест-

венной, а иногда и приближенной количественной модели турбулентного факела. Уже поэтому аналитическое исследование важнейших видов ламинарного пламени, доведенное, как правило, до конечных результатов, представляет известный интерес. И действительно, в большинстве оправдавших себя в инженерной практике расчетных схем турбулентных струйных течений и факела вводятся в явной или скрытой форме эффективные значения турбулентных аналогов коэффициентов молекулярного переноса импульса, тепла и вещества. Более того, во многих случаях расчета сложных аэродинамических течений хорошим приближением может служить простейшее предположение о постоянстве эффективной вязкости и других турбулентных коэффициентов переноса.

Помимо этого, теория ламинарного факела, основанная на физически строгих, точных уравнениях, допускает, хоть и не всегда в полной мере, прямую экспериментальную проверку. Эти обстоятельства придают приводимым ниже решениям известный самостоятельный научный интерес. Напомним в этой связи ту видную роль, которую сыграли в развитии представлений о горении неперемешанных газов известные работы Бурке и Шумана и особенно Я. Б. Зельдовича, посвященные ламинарному горению.

Обращаясь непосредственно к анализу аэродинамики ламинарного факела, изложим вначале некоторые результаты, относящиеся к диффузионному горению неперемешанных газов, т. е. к расчету в предположении бесконечно большой скорости реакции [91]. В этом предельном случае фронтального горения результаты решения могут быть представлены в виде сравнительно простых аналитических выражений, наглядно и обозримо отражающих основные особенности процесса. В таком плане, т. е. для ламинарного диффузионного горения неперемешанных газов, рассмотрим структуру плоского затопленного, полуограниченного и спутного факелов. Заметим, что данные, полученные для полуограниченного факела, образующегося при струйном обтекании пластины, также допускают с определенными оговорками обобщение на полуограниченный турбулентный факел. Это существенно, так как последний отдельно в этой книге не обсуждается.

В качестве примера, иллюстрирующего расчет факела в предположении конечной скорости реакции, будет приведен расчет ламинарного горения неперемешанных газов при допущении о конечной толщине реакционной зоны. Результаты его будут сопоставлены с предложенной в свое время авторами квазигетерогенной схемой (горение с конечной скоростью на фронте пламени [27]). Развитая расчетная схема, в которой сочетаются аэродинамическая теория с теорией теплового режима горения, также может быть использована в качестве основы для соответствующего расчета турбулентного факела.

Наконец, в конце главы представлены некоторые результаты численных расчетов на ЭВМ ламинарного факела неперемешанных газов при конечной и бесконечной скоростях реакции. Сравнение их с результатами аналитического решения позволяет оценить границы применимости приближенной теории, опирающейся на представление о бесконечно большой скорости горения.

Рассмотрим закономерности развития плоского ламинарного факела, возникающего при истечении в атмосферу окислителя струи топлива из узкой и достаточно протяженной щели. При наличии вблизи сопла стационарного источника поджигания в зоне смешения газовой струи устанавливается замкнутый фронт пламени. Он разграничивает поле течения на две области — топлива и окислителя. В каждой из них присутствуют также продукты сгорания, диффундирующие от фронта пламени.

В соответствии с общей для диффузионного горения постановкой задачи примем, что скорость реакции бесконечно велика, а фронт пламени представляет собой математическую поверхность. При расчете не будем учитывать диссоциации и изменения молекулярной массы в процессе реакции. Примем также, что струя истекает с малой скоростью (число Маха $M \ll 1$), вязкость газов (топлива, окислителя и продуктов сгорания) линейно зависит от температуры, а число Льюиса равно единице. Последнее позволяет ограничиться рассмотрением только динамической и диффузионной задач, так как распределение температуры в пренебрежении излучением может быть найдено из условия подобия полей температуры и концентрации. С учетом принятых допущений задача сводится к интегрированию уравнений движения и диффузии, записанных для приведенной концентрации

$$\left. \begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial \Delta \tilde{c}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \Delta \tilde{c}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial \Delta \tilde{c}}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

Граничные условия на оси факела и на внешней границе запишем в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \Delta \tilde{c}}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0; \quad u = 0, \quad \Delta \tilde{c} = 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty.$$

Для однозначности решения к приведенным условиям следует присоединить интегральные соотношения (условия сохранения потоков), заменяющие, как обычно, в задачах теории свободного пограничного слоя начальные условия:

$$\int_0^{\infty} \rho u^2 dy = I_x = \text{const}; \quad \int_0^{\infty} \rho u \Delta \tilde{c} dy = G_x = \text{const}. \quad (3-2)$$

Переходя к плоскости переменных Дородницына ($\xi = x$, $\eta = \int_0^y \rho dy$), положим

$$\frac{u}{u_m} = F'(\psi), \quad \frac{\Delta \tilde{c}}{\Delta \tilde{c}_m} = \pi(\psi); \quad u_m = A \xi^\alpha, \quad \Delta \tilde{c}_m = \Gamma \xi^\gamma; \quad \psi = B \eta \xi^\beta$$

и потребуем, чтобы переменная ξ не входила в конечные уравнения. В результате получим следующую систему из двух обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} F''' + 2FF' &= 0, \\ \pi'' + 2 \text{Pr} (\pi F')' &= 0, \end{aligned} \quad (3-3)$$

где $\text{Pr} = \frac{\nu}{D}$ — диффузионное число Прандтля (или число Шмидта).

Численные значения констант автомодельности и постоянных, определяемых интегральными характеристиками течения, будут равны:

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{1}{3}, \quad \beta = -\frac{2}{3}, \quad \gamma = -\frac{1}{3}; \\ A &= \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{3I_x^2}{4\rho_\infty \nu_\infty}}, \quad B = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{I_x}{6\rho_\infty \nu_\infty^2}}, \\ \Gamma &= \frac{B}{A} \frac{G_x}{\rho_\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} (F')^{\text{Pr}+1} d\psi \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Граничные условия, с учетом которых следует интегрировать систему уравнений (3-3), будут следующими:

$$F' = 1, \pi = 1 \quad \text{при } \psi = 0; \quad F' = 0, \pi = 0 \quad \text{при } \psi \rightarrow \infty.$$

Решение системы уравнений (3-3) имеет вид:

$$F' = [\text{ch } \psi]^{-2}; \quad \pi = [\text{ch } \psi]^{-2 \text{Pr}}. \quad (3-4)$$

Распределение концентраций реагентов и температуры в поперечных сечениях факела описывается едиными для диффузионных пламен выражениями (2-20—2-22), принимающими в данном случае вид:

для внутренней области факела

$$\frac{c_1}{c_{1m}} = \frac{(\operatorname{ch} \psi_\Phi)^{2 \operatorname{Pr}} - (\operatorname{ch} \psi)^{2 \operatorname{Pr}}}{(\operatorname{ch} \psi)^{2 \operatorname{Pr}} [(\operatorname{ch} \psi_\Phi)^{2 \operatorname{Pr}} - 1]}, \quad (3-5)$$

$$\frac{i - i_\Phi}{i_m - i_\Phi} = \frac{(\operatorname{ch} \psi_\Phi)^{2 \operatorname{Pr}} - (\operatorname{ch} \psi)^{2 \operatorname{Pr}}}{(\operatorname{ch} \psi)^{2 \operatorname{Pr}} [(\operatorname{ch} \psi_\Phi)^{2 \operatorname{Pr}} - 1]}; \quad (3-6)$$

для внешней области факела

$$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = 1 - \left(\frac{\operatorname{ch} \psi_\Phi}{\operatorname{ch} \psi} \right)^{2 \operatorname{Pr}}, \quad (3-7)$$

$$\frac{i - i_\infty}{i_\Phi - i_\infty} = \left(\frac{\operatorname{ch} \psi_\Phi}{\operatorname{ch} \psi} \right)^{2 \operatorname{Pr}}. \quad (3-8)$$

Вводя в качестве характерного масштаба длин длину факела l_Φ и обозначение $\bar{\xi} = \frac{x}{l_\Phi}$, запишем в соответствии с изложенным в § 2-2 выражение для изменения концентрации топлива на оси факела:

$$\frac{c_{1m}}{c_{10}} = \bar{\xi} - \frac{1}{3} - 1, \quad (3-9)$$

где c_{10} — произвольный масштаб концентрации.

Если совершить переход от струи источника к струе конечного размера, обладающей такими же интегральными характеристиками, и принять, что начальная концентрация топлива на выходе из эффективного сопла равна c_{10} , то при истечении топлива без инертных примесей ($c_{10}=1$) расчет c_{1m} по уравнению (3-9) может быть выполнен лишь в области изменения $\bar{\xi}$ от 0,125 до 1. Это ограничение отражает особенность автомодельного решения, пригодного для расчета течения лишь на некотором удалении от сопла.

Изменение температуры на оси факела найдем из условия подобия профилей полной энтальпии ($J = i + qc$) и обобщенной концентрации:

$$\frac{J_m - J_\infty}{J_0 - J_\infty} = \frac{\Delta \tilde{c}_{1m}}{\Delta c_{1.0}}. \quad (3-10)$$

Отсюда получим:

$$i_m - i_\infty = \frac{qc_{10}}{\beta} \left[\frac{c_{1m}}{c_2} \Omega + 1 \right] - qc_{1m}. \quad (3-11)$$

Используя соотношения (3-5) и (3-9) и учитывая, что $i_\phi - i_\infty = \frac{qc_{10}}{\rho}$, преобразуем уравнение (3-11) к виду:

$$i_m - i_\infty = (i_\phi - i_\infty) [2 - (\text{ch } \psi_\phi)^{2 \text{Pr}}]. \quad (3-12)$$

Соотношения (3-4—3-12) позволяет определить основные аэродинамические характеристики факела в том случае, когда известна его длина. Последняя может быть рассчитана по обобщенной формуле (2-7), в которую следует подставить соотношения (3-4—3-8), определяющие в явном виде функции $F'(\psi)$ и $\theta(\psi) = \pi(\psi)$.

Для выяснения характера влияния различных параметров на аэродинамику плоского ламинарного факела преобразуем полученное решение. С этой целью определим профили плотности в поперечных сечениях факела:

для внутренней области

$$\frac{1}{\rho} = \omega - (\omega - 1) \left[\left(\frac{\text{ch } \psi_\phi}{\text{ch } \psi} \right)^{2 \text{Pr}} - 1 \right], \quad (3-13)$$

для внешней области факела

$$\frac{1}{\rho} = 1 + (\omega - 1) \left(\frac{\text{ch } \psi_\phi}{\text{ch } \psi} \right)^{2 \text{Pr}}. \quad (3-14)$$

Используя эти выражения, найдем связь между безразмерными переменными $\psi = B\eta\xi^{-\frac{2}{3}}$ и $\varphi = B\eta x^{-\frac{2}{3}}$:

$$\varphi = \omega\psi - (\omega - 1) \left\{ (\text{ch } \psi)^{2 \text{Pr}} \int_0^\psi (\text{ch } \psi)^{2 \text{Pr}} d\psi - \psi \right\} \quad (3-15)$$

при $\varphi < \varphi_\phi$ и

$$\varphi = \varphi_\phi + (\psi - \psi_\phi) + (\omega - 1) (\text{ch } \psi_\phi)^{2 \text{Pr}} \int_{\psi_\phi}^\psi (\text{ch } \psi)^{-2 \text{Pr}} d\psi \quad (3-16)$$

при $\varphi > \varphi_\phi$.

Здесь $\varphi_\phi = \omega\psi_\phi - (\omega - 1) \left\{ (\text{ch } \psi)^{2 \text{Pr}} \int_0^{\psi_\phi} (\text{ch } \psi)^{-2 \text{Pr}} d\psi - \psi_\phi \right\}$.

На рис. 3-1 показано распределение скорости, температуры и концентрации на оси плоского ламинарного факела. Приведенные на графике кривые являются универсальными в том смысле, что относятся к различным начальным значениям концентрации топлива, числа Re и т. д. Возможность такого обоб-

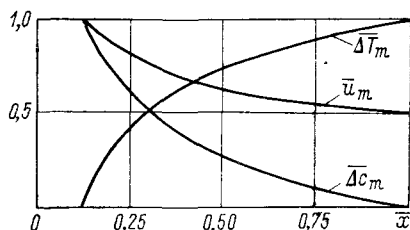


Рис. 3-1. Распределение скорости, температуры и концентрации топлива вдоль оси плоского ламинарного факела

щения данных об изменении u_m , T_m , c_m на оси факела связана с выбором в качестве характерного масштаба длины факела. Очевидно, что при таком способе нормирования влияние отдельных параметров сказывается на длине факела, играющей роль основной масштабной характеристики диффузионного факела. Из полученного ранее выражения для длины факела [см.

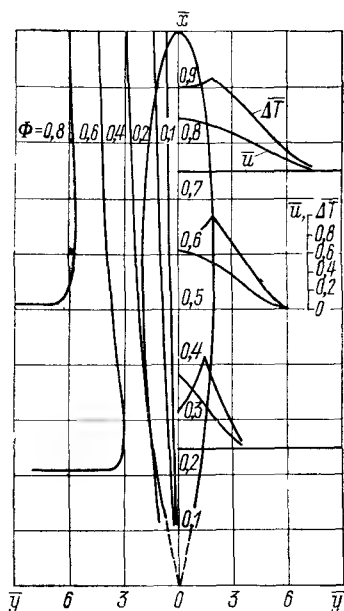


Рис. 3-2. Распределение скорости и температуры в плоском ламинарном факеле
 $c_{10}=1$, $c_2=0,23$, $\omega_\phi=7,17$

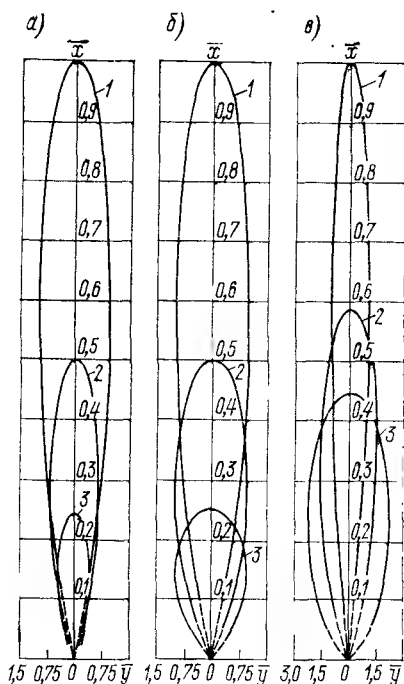


Рис. 3-3. Конфигурация плоского ламинарного факела:

$a - 1 - c_{10}=1$, $2 - c_{10}=0,8$, $3 - c_{10}=0,6$;
 $b - c_{10}=\text{var}$ ($1 - \text{Re}_1$, $2 - \text{Re}-0,5 \text{ Re}_1$,
 $3 - \text{Re}=0,25 \text{ Re}_1$); $c - 1 - S_m=1$, $2 - S_m=0,5$, $3 - S_m=0,25$

(2-7) и рис. 3-3] видно, что увеличение числа Рейнольдса приводит к уменьшению скорости изменения температуры и концентрации на оси факела. С увеличением числа Прандтля (Шмидта) длина факела возрастает. Соответственно этому имеет место более медленное (в абсолютных величинах) изменение T и c вдоль оси. Это отражает относительное ослабление переноса вещества при росте числа Pr .

Общая картина течения в плоском ламинарном факеле показана на рис. 3-2. На графике приведены поля скорости и температуры, а также нанесена линия фронта пламени и линия

тока. Рисунок дает наглядное представление о характере деформации профилей основных величин по мере выгорания топлива, т. е. при удалении от устья сопла.

Влияние ряда параметров на конфигурацию факела иллюстрирует рис. 3-3. Из графика видно, что уменьшение начальной концентрации топлива приводит к весьма заметному сокращению длины факела и уменьшению его ширины*.

Увеличение числа Рейнольдса приводит к росту длины факела. При этом максимальная ширина его остается постоянной, она зависит (при постоянной стехиометрии) только от концентраций реагентов и от числа Прандтля.

Из теории струй известно, что распределение скорости, температуры и концентрации в поперечных сечениях веерной струи идентично распределению этих величин в плоской струе. Поэтому приведенные выше выражения для профилей u , T и c в плоском факеле справедливы и для веерного факела, образующегося при истечении топлива из кольцевого сопла. Отличными будут лишь абсолютные значения констант автомодельности и постоянных A , B и Γ . Вследствие этого изменится и конкретный вид выражения, описывающего изменение концентрации топлива на оси факела, а также уравнения, определяющего форму пламени. Они примут соответственно вид:

$$\bar{c} = \bar{\xi}^{-1} - 1; \quad (\text{ch } \psi_{\phi})^{2 \text{ Pr}} \bar{\xi}_{\phi} = 1. \quad (3-17)$$

Заметим, что при переходе от относительной координаты $\bar{\xi} = \frac{\xi}{l_{\phi}}$ к абсолютной ξ (или x) необходимо использовать соответствующую (для веерного факела) зависимость длины факела от заданных параметров.

3-2. ПОЛУОГРАНИЧЕННЫЙ ФАКЕЛ

Наряду со свободными пламенами значительный интерес представляют полуограниченные факелы, развивающиеся вдоль твердых поверхностей. Такие пламена встречаются в высоконапряженных камерах сгорания (при тангенциальном вводе струи окислителя вдоль стенки — струйной защите) и в некоторых других типах топочных устройств. С точки зрения аэродинамики полуограниченные пламена интересны как пример струйного и факельного течения, сочетающего в себе характерные особенности свободного и пристенного пограничного слоя. В зависимости от вида тепловых граничных условий на стенке $\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = f(x); T_w = \text{const} \right)$ изменяется не толь-

* Для удобства сопоставления данных при различных значениях c_{10} продольные координаты отнесены к длине факела при $c_{10}=1$, а поперечные к значению $y_{\max}$ при $c_{10}=1$.

ко схема решения, но и принципиальная постановка задачи о полуограниченном факеле. Так, например, граничное условие $T_w = \text{const}$, при котором температура стенки не меняется, нельзя совместить с основным допущением теории диффузионного горения — с постоянством температуры вдоль фронта пламени. Действительно, в вершине факела, т. е. в той точке, где происходит примыкание фронта к поверхности твердого тела, должны выполняться одновременно два условия: $T = T_w$ и $T = T_\phi$, которые при произвольном задании температуры стенки (или закона изменения теплового потока), очевидно, несовместимы.

Решение задачи о ламинарном горении полуограниченного факела (при граничном условии $T_w = \text{const}$ или $\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = f(x)$) может быть получено лишь при учете кинетики процесса. В этом случае закон изменения температуры вдоль фронта определяется методами теории теплового режима горения. Заметим, что при интенсивном теплоотводе (и соответственно резком переохлаждении зоны реакции) горение в вершине факела может перейти из диффузионной области в кинетическую. В результате в этой зоне будет отсутствовать выраженный фронт пламени. Таким образом, в общем случае решение задачи о горении полуограниченного факела сопряжено со значительными трудностями. Оно может быть получено лишь путем численного расчета на ЭВМ. В дальнейшем ограничимся обсуждением результатов, относящихся к частному случаю диффузионного горения струи газа, движущейся вдоль адиабатно изолированной, нетеплопроводной поверхности.

Решение такой задачи сводится к интегрированию системы уравнений (3-1) с учетом следующих граничных условий:

$$u = 0, \quad \frac{\partial \Delta \tilde{c}}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0; \quad u = 0, \quad \Delta \tilde{c} = 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty.$$

Интегральные условия для данного типа течения имеют вид:

$$\int_0^\infty \rho u^2 \left(\int_0^y \rho u dy \right) dy = K_x = \text{const}; \quad (3-18)$$

$$\int_0^\infty \rho u \Delta \tilde{c} dy = G_x = \text{const}. \quad (3-19)$$

Совершая, как и ранее, переход в плоскость переменных ξ, η и полагая $\frac{u}{u_m} = F'(\psi)$, $u_m = A\xi^\alpha$ и т. д., получим из (3-1) следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} F''' + FF' + 2(F')^2 &= 0, \\ \pi'' + \text{Pr}(F\pi)' &= 0 \end{aligned} \quad (3-20)$$

с граничными условиями:

$$F' = 0, \pi' = 0 \quad \text{при } \psi = 0; \quad F' = 0, \pi = 0 \quad \text{при } \psi \rightarrow \infty.$$

Решение системы (3-20) имеет вид [3]:

$$\psi = \frac{1}{2F_\infty} \ln \frac{F + \sqrt{FF_\infty} + F_\infty}{(\sqrt{F_\infty} - \sqrt{F})} + \frac{\sqrt{3}}{F_\infty} \times \\ \times \left\{ \operatorname{arctg} \frac{2\sqrt{F} + \sqrt{F_\infty}}{\sqrt{3F_\infty}} - \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} \right\}; \quad (3-21)$$

$$\pi(\psi) = \exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^\psi F d\psi \right), \quad (3-22)$$

где $F_\infty = 1,78$.

Используя соотношения (2-20—2-22), запишем выражения, определяющие распределение концентрации реагентов и температуры в поперечных сечениях полуограниченного факела. Для внутренней области факела

$$\frac{c_1}{c_{1m}} = \frac{\exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^\psi F d\psi \right) - \exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi \right)}{1 - \exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi \right)}; \\ \frac{i - i_\Phi}{i_m - i_\Phi} = \frac{\exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^\psi F d\psi \right) - \exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi \right)}{1 - \exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi \right)}.$$

Для внешней области факела

$$\bar{c}_2 = 1 - \exp \left[\operatorname{Pr} \left(\int_0^{\psi_\Phi} F d\psi - \int_0^\psi F d\psi \right) \right]; \\ \frac{i - i_\infty}{i_\Phi - i_\infty} = \exp \left[\operatorname{Pr} \left(\int_0^{\psi_\Phi} F d\psi - \int_0^\psi F d\psi \right) \right].$$

Уравнение, связывающее между собой координаты фронта пламени ψ_Φ и ξ_Φ — уравнение поверхности горения, — имеет вид:

$$\exp \left(-\operatorname{Pr} \int_0^{\psi_\Phi} F d\psi \right) = \xi_\Phi^4. \quad (3-23)$$

На рис. 3-4 приведены графики, характеризующие аэродинамику полуограниченного факела. Они дают наглядное представление об изменении скорости и температуры в поле течения. Видно, что в полуограниченном газовом факеле профили температуры имеют отчетливо выраженный экстремум, отвечающий фронту пламени. По мере удаления от устья течения

наблюдается постепенное сглаживание температурного поля, особенно во внутренней области факела. Это связано с возрастанием температуры стенки вдоль оси течения. Что касается распределения скорости в поперечных сечениях факела, то оно аналогично распределению скорости в обычных полуограниченных струях. В полуограниченном факеле, как и в струе, продольная компонента вектора скорости имеет максимум, расположенный на некотором расстоянии от пластины. В факеле смещение максимума скорости (при фиксированном значении продольной координаты x) зависит от тепловыделения в зоне горения, связанного в свою очередь, с калорийностью топлива. Эта связь проявляется неявно и, в конечном счете, отражается

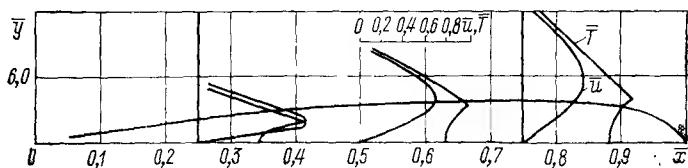


Рис. 3-4. Распределение скорости и температуры в полуограниченном факеле

$$c_{10}=1, c_{2\infty}=0.23, \omega_{\phi}=7.17$$

на зависимости поперечной координаты y от поля плотности. Она обнаруживается лишь при переходе от плоскости переменных ξ, η к плоскости переменных x, y .

3-3. ФАКЕЛ В СПУТНОМ ПОТОКЕ

Наиболее общим типом свободного прямоструйного факела является спутный газовый факел. Ему присущи как характерные свойства затопленных газовых пламен, так и некоторые специфические особенности, обусловленные аэродинамикой спутного движения. В частности, в спутном факеле распределение скорости, температуры, концентраций и т. д. зависит не только от начальных значений u_0, T_0, c_0 , но и от соотношения между значениями скорости струи и спутного потока. Это отношение — так называемый параметр спутности $m = \frac{u_{\infty}}{u_0}$ — определяет в значительной степени интенсивность смешения и оказывает заметное влияние на длину и форму факела. Существенной (с точки зрения построения расчета) особенностью спутного струйного движения является неавтономность его, т. е. невозможность представить решение в виде зависимости $\frac{u}{u_m} = F'(\varphi)$ и др. Это не позволяет совершить переход от системы уравнений в частных производных к системе обыкновенных

дифференциальных уравнений. Исследование таких течений может быть проведено путем численного решения исходной системы уравнений, а также на основе приближенных методов расчета, разработанных в теории пограничного слоя.

Для анализа аэродинамики спутного ламинарного факела используем интегральный метод расчета свободных струй [91]. Запишем уравнения движения и диффузии в переменных Дородницына, объединив их предварительно с уравнением неразрывности:

$$\frac{\partial u(u-u_\infty)}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{v}(u-u_\infty)}{\partial \eta} = v_\infty \frac{\partial^2 (u-u_\infty)}{\partial \eta^2}, \quad (3-24)$$

$$\frac{\partial u \Delta \tilde{c}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{v} \Delta \tilde{c}}{\partial \eta} = D_\infty \frac{\partial^2 \Delta \tilde{c}}{\partial \eta^2}, \quad (3-25)$$

и представим искомые функции $u \Delta u$ и $u \Delta \tilde{c}$ в виде:

$$u(u-u_\infty) = \sum_0^n a_n y^n, \quad u \Delta \tilde{c} = \sum_0^n b_n y^n,$$

где u_∞ — скорость спутного потока.

Ограничиваясь в дальнейшем полиномами третьей степени, определим значения коэффициентов a_n и b_n из условий на оси и на внешней границе пограничного слоя:

$$\frac{\partial u(u-u_\infty)}{\partial \eta} = 0; \quad u_m \frac{d(u_m-u_\infty)}{d\xi} = v_\infty \frac{\partial^2 (u-u_\infty)}{\partial \eta^2} \Big|_{\eta=0};$$

$$\frac{\partial u \Delta \tilde{c}}{\partial \eta} = 0 \quad \text{при } \eta = 0,$$

$$u(u-u_\infty) = 0, \quad u \Delta \tilde{c} = 0, \quad \frac{\partial u(u-u_\infty)}{\partial \eta} = 0, \quad \frac{\partial u \Delta \tilde{c}}{\partial \eta} = 0 \quad \text{при } \eta = 0.$$

Значения коэффициентов a_n и b_n приведены в табл. 3-1.

В результате получим

$$u(u-u_\infty) = -\frac{(2u_m-u_\infty)u_m}{6v_\infty} \frac{d(u_m-u_\infty)}{d\xi} \delta^2 F(\bar{\eta}), \quad (3-26)$$

$$u \Delta \tilde{c} = u_m \Delta \tilde{c}_m F(\bar{\eta}), \quad (3-27)$$

где $F(\bar{\eta}) = 1 - 3\bar{\eta}^2 + 2\bar{\eta}^3$, $\bar{\eta} = \frac{\eta}{\delta}$, δ — толщина пограничного слоя.

Полагая в (3-26) $\bar{\eta} = 0$, получим уравнение, связывающее

значение скорости на оси факела u_m с толщиной пограничного

$$u_m - u_\infty = -\frac{2u_m - u_\infty}{6v_\infty} \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi} \delta^2. \quad (3-28)$$

a_0	a_1	a_2	a_3
$-\frac{2u_m - u_\infty}{6v_\infty} \times$ $\times u_m \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi} \delta^2$	0	$\frac{2u_m - u_\infty}{2v_\infty} \times$ $\times u_m \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi}$	$-\frac{1}{3} \frac{2u_m - u_\infty}{v_\infty \delta} \times$ $\times u_m \frac{d(u_m - u_\infty)}{d\xi}$
b_0	b_1	b_2	b_3
$u_m \Delta \tilde{c}_m$	0	$-\frac{3u_m \Delta \tilde{c}}{\delta^2}$	$\frac{2u_m \Delta \tilde{c}_m}{\delta^3}$

Из условия сохранения избыточного импульса
 $I_0 = 2 \int_0^\delta \rho u (u - u_\infty) dy = \text{const}$ получим

$$u_m (u_m - u_\infty) = \frac{I_0}{2\delta \rho_\infty \int_0^1 F(\bar{\eta}) d\bar{\eta}}. \quad (3-29)$$

С учетом этого соотношения уравнение (3-28) можно записать в виде:

$$d\bar{\xi} = \frac{R_0}{12} \left\{ \sqrt{\bar{\delta}} \sqrt{m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)} + m\bar{\delta} \right\} d\bar{\delta}, \quad (3-30)$$

где $m = \frac{u_\infty}{u_0}$, $\bar{\delta} = \frac{\delta}{l_0}$, $\bar{\xi} = \frac{\xi}{l_0}$, $R_0 = \frac{u_0 l_0}{v_0}$ (l_0 — высота сопла).

Интегрируя уравнение (3-30) от $\bar{\xi}_0$ до $\bar{\xi}$ и от 1 до $\bar{\delta}$, определим зависимость толщины пограничного слоя от продольной координаты *

$$\begin{aligned} \bar{\xi} - \bar{\xi}_0 = \frac{R_0}{12} \left[\left\{ \frac{1}{2m^3} \left\{ m \sqrt{\bar{\delta}} [m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)]^{1.5} - 2(1-m) \times \right. \right. \right. \\ \left. \times \left[m \sqrt{\bar{\delta}} \sqrt{m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)} + 4(1-m) \ln \left(m \sqrt{\bar{\delta}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \sqrt{m^2 \bar{\delta} + 4(1-m)} \right) \right] \right\} + \frac{m\delta^2}{2} \left. \right\} - Z(m), \end{aligned} \quad (3-31)$$

* Толщина пограничного слоя в конце начального участка равна l_0 и, следовательно, $\bar{\delta} = 1$.

$$\text{где } Z(m) = \frac{R_0}{12} \left[\frac{1}{2m^3} \left\{ m [m^2 + 4(1-m)]^{1.5} - 2(1-m) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times [m \sqrt{m^2 + 4(1-m)} + 4(1-m) \ln(m + \sqrt{m^2 + 4(1-m)})] \right\} + \frac{m}{2} \right];$$

$\bar{\xi}_0$ — длина начального участка. При спутном течение длина начального участка является функцией параметра спутности m . Поэтому при вычислении полной длины факела следует учитывать зависимость $\bar{\xi}_0(m)$. Для определения ее запишем интегральные условия задачи в следующем виде (рис. 3-5):

$$\int_0^{\eta_\delta} u(u - u_\infty) d\eta = \int_0^{\eta_0} u_0(u_0 - u_\infty) d\eta + \int_{\eta_0}^{\eta_\delta} u(u - u_\infty) d\eta; \quad (3-32)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left[\int_0^{\eta_0} u_0(u_0^2 - u_\infty^2) d\eta + \int_0^{\eta_\delta} u(u^2 - u_\infty^2) d\eta \right] = \\ = -2 \int_{\eta_0}^{\eta_\delta} v_\infty \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 d\eta. \quad (3-33)$$

$$\text{Полагая } \frac{u(u - u_\infty)}{u_0(u_0 - u_\infty)} = F(\bar{\eta}),$$

где $\bar{\eta} = \frac{\eta - \eta_0}{\eta_\delta - \eta_0}$, после некоторых преобразований получим:

$$\bar{\eta}_0 + (\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0) \int_0^1 F(\bar{\eta}) d\bar{\eta} = 0,5; \quad (3-34)$$

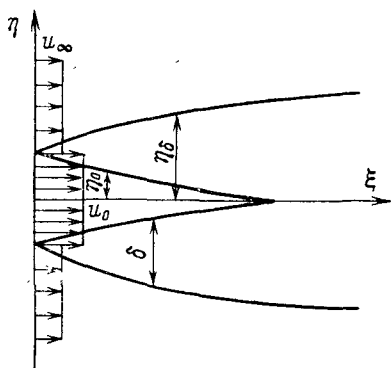


Рис. 3-5. Схема течения в начальном участке спутного факела

$$(1+m) \frac{d\bar{\eta}_0}{d\xi} + \Phi_1 \frac{d(\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0)}{d\xi} = -\frac{1}{2R_0} \Phi_2 \frac{1-m}{\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0}, \quad (3-35)$$

$$\text{где } \Phi_1 = 0,5 \int_0^1 F(\bar{\eta}) \left[\sqrt{m^2 + 4(1-m) F(\bar{\eta})} + 3m \right] d\bar{\eta},$$

$$\Phi_2 = \int_0^1 \frac{[F'(\bar{\eta})]^2}{m^2 + 4(1-m) F(\bar{\eta})} d\bar{\eta}.$$

Определим из (3-34) производную $d\bar{\eta}_0$ и подставим ее значение в (3-35). В результате получим:

$$(\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0) \frac{d(\bar{\eta}_\delta - \bar{\eta}_0)}{d\xi} = \frac{1}{2R_0} (1-m) \frac{\Phi_2}{(1+m) - \Phi_1}.$$

Интегрируя это уравнение с учетом равенства в конце начального участка $\bar{\eta}_0=0$ и $\bar{\eta}_\delta=1$, найдем:

$$\bar{\xi}_0 = \frac{R_0}{1-m} \frac{(1+m) - \Phi_1}{\Phi_2}. \quad (3-36)$$

Система уравнений (3-31) — (3-36) позволяет определить изменение скорости вдоль оси факела. Распределение концентрации по оси течения найдем из условия сохранения потока приведенной концентрации:

$$\Delta \bar{c}_m = \frac{G_0}{u_m \rho \delta_\infty \int_0^1 F(\bar{\eta}) d\bar{\eta}}.$$

С учетом того, что при $\bar{\xi}=l_\Phi$, $c_{1m}=0$, получим:

$$\bar{c}_{1m} = \frac{u_m(\bar{l}_\Phi) \delta(\bar{l}_\Phi)}{u_m(\bar{\xi}) \delta(\bar{\xi})} - 1, \quad (3-37)$$

где $u_m(\bar{l}_\Phi)$ и $\delta(\bar{l}_\Phi)$ — соответственно значения скорости и толщины пограничного слоя в конце факела.

Используя соотношение (3-29), представим уравнение (3-37) в виде:

$$\bar{c}_{1m} = \frac{\delta(\bar{l}_\Phi)}{\delta(\bar{\xi})} \frac{\left[m + \sqrt{m^2 + \frac{4(1-m)}{\delta(\bar{l}_\Phi)}} \right]}{\left[m + \sqrt{m^2 + \frac{4(1-m)}{\delta(\bar{\xi})}} \right]}. \quad (3-38)$$

Распределение концентраций в поперечных сечениях факела имеет вид:

для внутренней области

$$\frac{c_1}{c_{1m}} = \frac{F(\bar{\eta}) \frac{u_m}{u} - F(\bar{\eta}_\Phi) \frac{u_m}{u_\Phi}}{1 - F(\bar{\eta}_\Phi)}; \quad (3-39)$$

для внешней области факела

$$\bar{c}_1 = 1 - \frac{F(\bar{\eta})}{F(\bar{\eta}_\Phi)} \frac{u_\Phi}{u}. \quad (3-40)$$

Определим связь между координатами фронта пламени и зависимостью длины спутного факела от заданных параметров. Полагая в (3-27) $\bar{\eta}=\bar{\eta}_\Phi$ ($c_1=0$) и учитывая, что $u(\bar{\eta}_\Phi)=u(\bar{l}_\Phi)$, получим:

$$F(\bar{\eta}_\Phi) \frac{\delta(\bar{l}_\Phi)}{\delta(\bar{\xi}_\Phi)} = 1. \quad (3-41)$$

Исходя из равенства потока потенциальной химической энергии источника суммарному потоку тепла, проходящему через поперечное сечение факела в его конце, найдем: *

$$u(\bar{l}_\Phi) \delta(\bar{l}_\Phi) = \beta. \quad (3-42)$$

Используя соотношение (3-29), преобразуем уравнение (3-42) к виду:

$$\delta(\bar{l}_\Phi) = \frac{\beta^2}{1 + m(\beta - 1)}. \quad (3-43)$$

Зависимость $l_\Phi(\beta, m)$, определяющая длину факела, может быть найдена путем совместного решения уравнений (3-36) и (3-43).

Анализ полученного решения показывает, что распределение скорости, температуры и концентрации в спутном ламинарном факеле существенно зависит от соотношения скоростей истечения газовой струи и спутного потока. Значительное влияние оказывает скорость спутного потока на длину и конфигурацию факела. Увеличение параметра m (при $m \ll 1$) приводит к росту длины факела и уменьшению его ширины. При скоростях спутного потока, превышающих скорость истечения струи ($m > 1$), наблюдается уменьшение l_Φ с ростом m .

Приведенные примеры показывают эффективность аэродинамического метода исследования ламинарного горения неперемешанных газов. В рамках предельной модели (при бесконечной скорости реакции) может быть решен ряд задач о горении в ламинарном пограничном слое для различных типов струйных течений. Во всех случаях аналитическое решение может быть найдено лишь при некоторых частных видах зависимости коэффициентов переноса от температуры. Это ограничение не является чересчур жестким, поскольку одной из основных задач теории ламинарного факела является качественное исследование закономерностей развития газовых пламен. Решение задачи в полном объеме с учетом температурных зависимостей коэффициентов $\mu(T)$, $\lambda(T)$ и при различных граничных условиях на стенке может быть получено путем численного расчета на ЭВМ.

3-4. ЛАМИНАРНЫЙ ФАКЕЛ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЕ ЗОНЫ РЕАКЦИИ

Выше при обсуждении горения неперемешанных газов полагалось, что возможная скорость реакции существенно превышает скорость диффузии и последняя лимитирует горение. Приведем теперь некоторые результаты, относящиеся к горению при

* При записи уравнения баланса тепла полагалось, что суммарное тепловыделение в факеле за счет химической реакции существенно превышает начальный поток теплосодержания: $qG_0 \gg \rho_0 u_0 \Delta i_0$.

конечной скорости реакции. Для этого воспользуемся моделью реакционного слоя конечной толщины.

Рассмотрим тепловой режим стационарного ламинарного факела, образующегося в зоне смешения полубесконечного однородного потока топлива с неподвижным окислителем. На

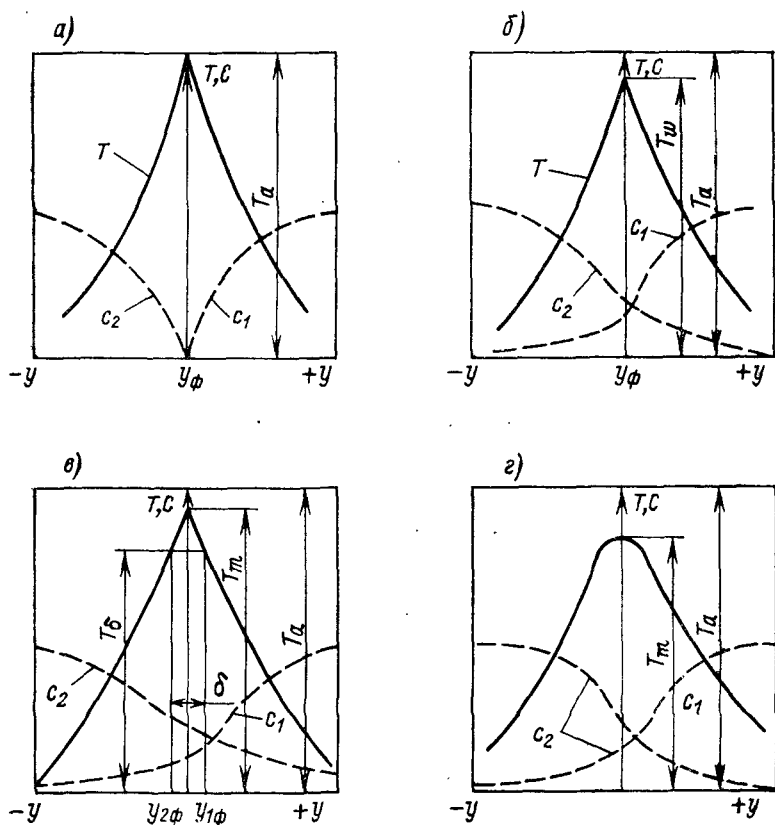


Рис. 3-6. Распределение температуры и концентраций в поперечных сечениях пограничного слоя: а — бесконечно большая скорость реакции, б — квазигетерогенная модель, в — модель реакционного слоя конечной толщины, г — горение в объеме факела

рис. 3-6 схематически показано распределение температуры и концентраций топлива в поперечном сечении пограничного слоя при бесконечно большом и при конечном значении скорости реакции для различных моделей процесса. В первом случае (рис. 3-6, а) наличие химических реакций отражено фронтом пламени, температура которого (в пренебрежении излучением) равна адиабатной температуре горения. Во втором, третьем и четвертом случаях область протекания реакций представляется

соответственно фронтом пламени (при более низкой температуре), узкой реакционной зоной и в пределе всей областью смешения компонентов (рис. 3-б, в, г). В общем случае относительная толщина зоны горения лежит в пределах $0 \leq \delta/l \leq 1$. При этом граничное значение $\delta=0$ соответствует квазигетерогенной схеме (в частности, при $\tau_h \rightarrow 0$ — диффузионному горению), а значение $\delta \approx l$ — протеканию реакций во всем объеме зоны смешения (кинетическое горение). Не рассматривая детали расчета поля течения, приведем лишь соотношение, связывающее толщину зоны реакции с температурой горения:

$$\delta = \sqrt{\frac{D_\infty}{k_0}} \frac{\theta_\delta}{\theta_\infty} \exp\left(\frac{1}{2\theta_\delta}\right) [1 - \operatorname{erf}(\Phi_\Phi \sqrt{\operatorname{Pr}})]^{0.5}. \quad (3-44)$$

Из (3-44) видно, что при $k_0 \rightarrow \infty$ зона реакции вырождается в математическую поверхность. Этому предельному случаю отвечает диффузионный режим горения.

Полученное соотношение качественно согласуется с приведенным ранее (см. § 1-3) соотношением, полученным из соображений размерности, и позволяет определить численное значение δ . Оценки, проведенные для условий горения углеводородных топлив ($k_0 \approx 10^8 \div 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $E = (8 \div 16) \cdot 10^4 \text{ кДж/моль}$, $D \approx \approx 15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$), показывают, что толщина зоны реакции δ достаточно мала — порядка 10^{-1} мм .

Расчет, выполненный на основе предположения о конечной толщине зоны реакции, позволяет определить характеристики процесса, соответствующие стационарным режимам горения и критическим условиям, воспламенения и потухания. Отметим также, что, определив по (3-44) толщину зоны горения, можно установить связь между значением эффективной постоянной k'_0 в квазигетерогенной модели и значением k_0 для реакции в объеме зоны: $k'_0 = k_0 \delta$. Из этого соотношения и уравнения (3-44) видно, что в общем случае эффективное значение предэкспоненциального множителя квазигетерогенной реакции k'_0 зависит от ряда параметров, определяющих процесс горения. Возможность использования в расчете допущения о постоянстве k'_0 определяется слабым изменением температуры в зоне реакции при переходе от устойчивого горения к потуханию.

Расчет по схеме зоны реакции конечной толщины может быть выполнен и для ряда других типов струйных течений. Во всех случаях полученные в результате расчета выражения позволяют оценить значения характерных параметров процесса и определить их влияние на аэродинамику и тепловой режим факела.

Более полные данные о структуре факела при конечной скорости реакции могут быть получены при численном решении системы уравнений ламинарного пограничного слоя на ЭВМ. В этом случае отпадает (по крайней мере в принципе) необхо-

димось в использовании ряда упрощающих допущений относительно механизма реакции, зависимости коэффициентов переноса от температуры и других параметров и обеспечивается возможность проведения расчета для условий, близких к реализуемым в эксперименте.

Не обсуждая численных методов решения системы уравнений пограничного слоя реагирующего газа, остановимся вкратце на некоторых результатах расчета структуры факела неперемешанных газов [7]. Система уравнений ламинарного пограничного

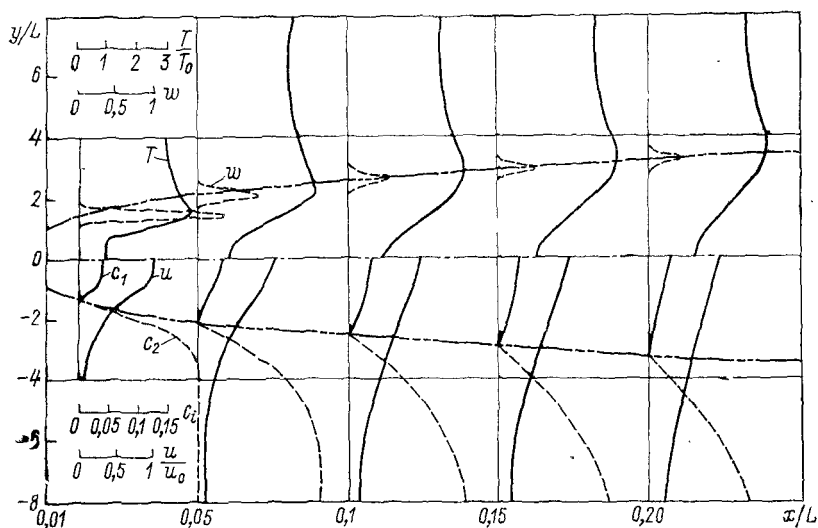


Рис. 3-7. Структура факела неперемешанных газов

слоя реагирующего газа, записанная в переменных Дородницына, решалась численно на ЭВМ по неявной двухслойной конечно-разностной схеме. Производные вдоль струи (по координате ξ) аппроксимировались разностями вперед; поперек ее (по координате η) — центральными разностями. Выбор шагов осуществлялся путем последовательного дробления. В расчетах было принято, что при смешении реагирующих компонент в пограничном слое образуется трехкомпонентная смесь топлива, окислителя и продуктов сгорания, в которой протекает одноступенчатая реакция. Суммарный порядок реакций был принят равным двум, а температурная зависимость скорости реакции выражалась законом Аррениуса: $w = \rho^2 c_1 c_2 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$. Кроме

того, было принято, что коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии являются линейными функциями температуры, а теплоемкости исходных компонент и продуктов реакции равны между собой и не зависят от температуры.

На рис. 3-7 и 3-8 приведены некоторые результаты расчетов, иллюстрирующие развитие процесса при конечной скорости реакции. Из графиков видно, что при принятых значениях кине-

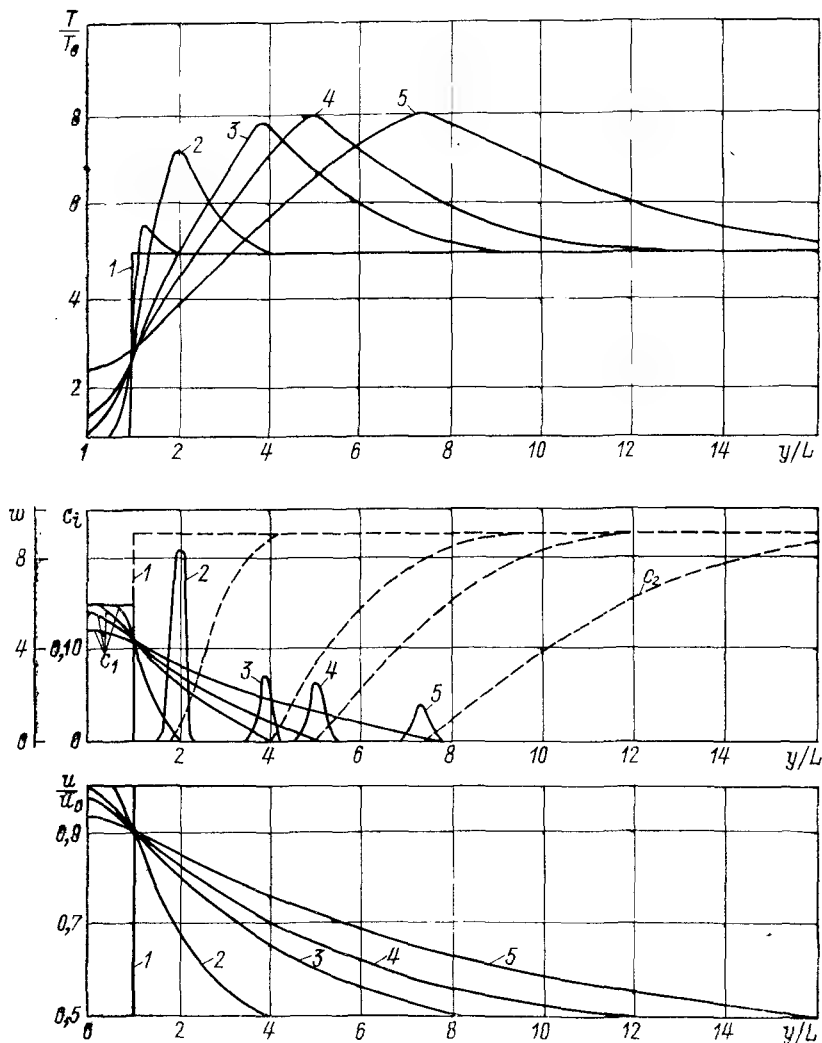


Рис. 3-8. Распределение скоростей температуры, концентраций и скорости горения в поперечных сечениях факела
 1 — $x/L=0$, 2 — $x/L=0,01$, 3 — $x/L=0,02$, 4 — $x/L=0,11$, 5 — $x/L=0,25$

тических констант и режимных параметров выгорание компонент происходит в весьма узкой области пограничного слоя, расположенной в зоне максимальных температур. Вне этой зоны во всем поле течения скорость реакции практически равна нулю.

Влияние скорости реакции на структуру факела наиболее отчетливо проявляется в начальном участке. Именно здесь концентрация реагентов в зоне горения относительно велика. Это связано с резким ростом интенсивности подвода компонент (ростом градиентов концентрации) при приближении к устью течения. При конечной скорости реакции это сопровождается расширением реакционной зоны и возрастанием в ней концентраций реагирующих компонент. Существенно, что при характерных для реальных пламен значениях параметров процесс го-

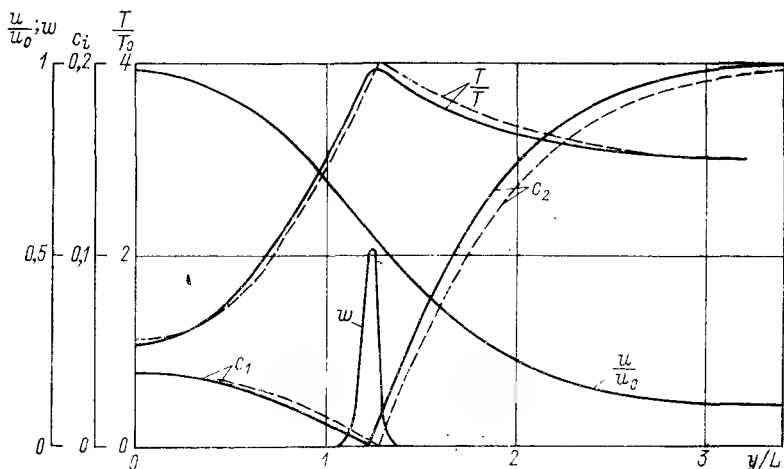


Рис. 3-9. Распределение скорости, температуры и концентраций реагентов в диффузионном факеле

Штриховая линия — бесконечно большая скорость реакции, сплошная линия — конечная скорость реакции

рения в факеле протекает в области, близкой к диффузионной. Об этом свидетельствует, в частности, зависимость скорости горения от интенсивности диффузии. Действительно, по мере удаления от среза сопла (см. рис. 3-7, 3-8) и соответствующего этому уменьшения диффузионных потоков наблюдается монотонное снижение скорости реакции. В основном участке концентрация реагентов в зоне горения близка к нулю, а максимальная температура — к адиабатной температуре горения. Таким образом, численный расчет свидетельствует о правомерности основных предпосылок аэродинамической теории факела. С точки зрения практических приложений этой теории значительный интерес представляет сопоставление результатов численного расчета с решением в предположении о бесконечно большой скорости реакции. Результаты соответствующих расчетов приведены на рис. 3-9. Из графика видно, что данные численного и приближенного решений удовлетворительно согласуются друг с другом.

Эффективность численных расчетов особенно высока при исследовании аэродинамики сложных типов газовых пламен, расчет которых (даже в приближенной постановке) сопряжен со значительными трудностями. Характерным примером такого факела может служить так называемый двойной факел, который образуется при горении богатых смесей. В таком факеле некоторая часть топлива реагирует на первичном фронте с окислителем, содержащимся в исходной смеси. Непрореагировавшая

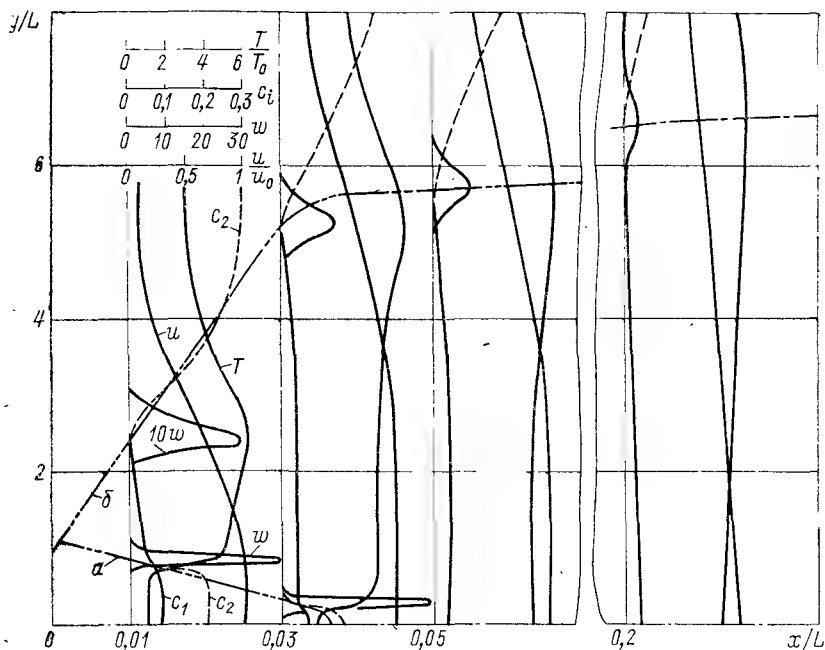


Рис. 3-10. Распределение скорости, температуры, концентраций и скорости горения в двойном факеле: а — первичный, б — вторичный фронт

часть топлива догорает на вторичном, диффузионном фронте, реагируя с окислителем, содержащимся в окружающей среде.

На рис. 3-10 приведены результаты численного расчета структуры двойного факела. Они показывают, что горение однородной смеси на первичном фронте протекает значительно более интенсивно (примерно на порядок), чем горение неперемешанных газов во внешнем фронте. Соответственно этому толщина первичного фронта значительно меньше толщины вторичного. Это объясняется тем, что скорость горения смеси лимитируется конвективным переносом, тогда как интенсивность горения неперемешанных газов определяется более медленным процессом — диффузией реагентов.

Наличие в пограничном слое двух зон горения отражается на характере распределения скорости и температуры в поперечных сечениях факела и на его геометрии. В области разогрева и воспламенения однородной смеси (в окрестности первичного фронта) наблюдается резкий, типичный для гомогенного факела подъем температуры. При дальнейшем приближении к вторичному фронту температура монотонно возрастает. Максимум температуры отвечает диффузионному фронту, что касается геометрии пламени, то, как видно из рис. 3-10, в начальном участке происходит значительное расширение факела, сопровождающееся

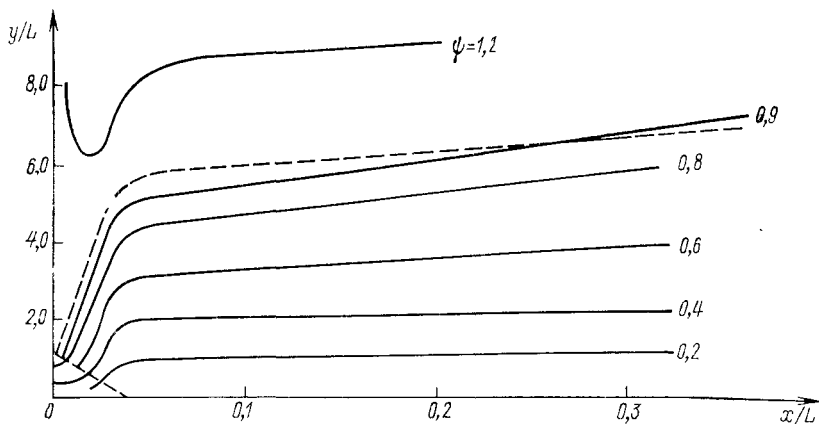


Рис. 3-11. Линия тока в двойном факеле
Штриховая линия — фронт пламени

резким смещением вторичного фронта от оси течения. Последнее связано с интенсивным разогревом и расширением газа на внутреннем фронте. Картина течения в этой зоне видна из рис. 3-11, на котором показан характер линий тока в двойном факеле. Из графика видно, что наибольшее влияние на течение оказывает горение на внутреннем фронте. Догорание на вторичном фронте приводит к дальнейшему, но менее сильному расширению трубок тока.

ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА**Глава 4.****Факел неперемешанных газов****4-1. О МЕТОДЕ РАСЧЕТА**

В настоящее время все большее распространение получают численные расчеты процесса горения с помощью ЭВМ. В принципе становится доступным весьма подробный анализ сложных явлений, связанных с процессом горения в турбулентных струях. Однако по мере развития вычислительной техники все острее ощущается недостаток в опорных для расчета данных. В числе их — надежные соотношения, описывающие турбулентный обмен массой, энергией и импульсом, а также достаточно общие микрокинетические характеристики процесса.

В этих условиях возрастает (а не снижается, как могло бы показаться на первый взгляд) роль приближенных расчетов, опирающихся на наглядные физические модели сложного явления. Это связано в первую очередь с возможностью определения на основе приближенных расчетных схем опытных данных, необходимых для решения инженерных задач, и с оценкой влияния режимных параметров на характер протекания процесса. Существенна также связанная с этим простота истолкования не всегда наглядных результатов систематических вычислений на ЭВМ.

Сказанное в полной мере относится к расчету развитого турбулентного диффузионного факела. Как правило, такой расчет, основанный на допущении о бесконечно большой скорости реакции (локализация горения на фронте пламени), отвечающей устойчивому напряженному горению, идентичен (в принципе) расчету ламинарного факела. Различен лишь метод решения газодинамической задачи — расчет поля течения вне зоны горения.

Для конкретных условий подробный расчет турбулентного факела сводится к интегрированию уравнений переноса и к выбору значений эмпирических постоянных и функций, отвечающих заданной обстановке. В общем случае этот выбор должен отразить наличие большого числа трудно учитываемых факторов: формы сопла, начального распределения скорости, температуры и концентраций, уровня начальной турбулентности. Для приближенного инженерного расчета в этом, однако, нет необходимости. Газовые пламена различных конфигураций могут быть рассчитаны с помощью весьма простых соотношений, содержащих результаты решения соответствующих газодинамических задач и средние статистические значения эмпирических коэффициентов [31, 89, 92].

Ниже излагается инженерный метод расчета затопленного турбулентного диффузионного факела. Расчет выполнен в приближении аэродинамической теории факела на основе метода эквивалентной задачи теории теплопроводности. В связи с этим в данном параграфе приведены основные положения этого метода, а также эмпирические данные, необходимые для вычислений. В двух последующих параграфах рассмотрена аэродинамика затопленного и спутного факела конечного размера. Здесь же приведено сопоставление расчета и эксперимента, иллюстрирующее возможности применяемого метода. В § 4-4 и 4-5 приведен расчет малонзученных типов турбулентных факелов, образующихся при истечении топлива из прямоугольного сопла или из системы осесимметричных сопел, расположенных равномерно вдоль некоторой окружности.

Для расчета структуры диффузионного факела могут быть использованы различные полуэмпирические методы теории струй. Эффективность приме-

нения той или иной расчетной модели определяется ее физической наглядностью и математической простотой, а также возможностью единообразного описания различных типов струйных течений. Большое значение наряду с этим имеет возможно более полный учет роли отдельных параметров, влияющих на развитие факела. Этим требованиям применительно к расчету турбулентных струй и пламен в значительной степени отвечает метод эквивалентной задачи теории теплопроводности, получивший в последнее время широкое распространение (непосредственно или в модифицированном виде [1, 9, 12, 27, 50, 53, 77 и др.]). По существу этот метод сводится к описанию процессов переноса импульса, тепла и вещества с помощью линейных уравнений вида:

$$\frac{\partial L_i}{\partial \xi} = \frac{1}{\eta^k} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^k \frac{\partial L_i}{\partial \eta} \right), \quad (4-1)$$

записанных для плотности потока импульса, избыточного теплосодержания и вещества, где $L_i = \rho u^2$, $\rho u \Delta t$, $\rho u \Delta c$, $\xi_i = \xi_i(x)$, $\eta = \eta(x, y)$, $\xi_i = \xi_u$, ξ_t , ξ_c — соответственно для динамической тепловой и диффузионной задач, $k=0$ — отвечает плоскому, $k=1$ — осесимметричному движению.

Для данного типа течения вид зависимости $\xi(x)$ и $\eta(x, y)$ определяется путем сопоставления одного из соотношений, вытекающих из аналитического решения уравнения (4-1), с экспериментом.

Результаты измерений, проведенных при широком варьировании режимных параметров, свидетельствуют о пригодности для затопленных струй и факела приближенной связи между переменными ξ , η и x , y , а именно $\eta = y$, $\xi_i = \xi_i(x)$ (в автомодельной области $\xi_u = c^2 x^2$, $c = \text{const}$, $\xi_t = \xi_c = \frac{\xi_u}{\sigma}$, $\sigma = \text{const}$), обеспечивающей удовлетворительную сходимость опытных и расчетных данных [26, 27].

Для практического приложения метода, как и любой другой полуэмпирической расчетной схемы, существен правильный выбор численных значений опытных постоянных. Приведем в связи с этим сводные данные о влиянии параметра сжимаемости $\omega = \frac{\rho_{\text{ср}}}{\rho_{\text{стр}}}$ на аэродинамику газовых струй (рис. 4-1).

Из графика видно, что увеличение параметра ω приводит к заметному расширению струйного пограничного слоя и соответственно более быстрому затуханию струи. Характерно, что условные толщины струи, рассчитанные по профилям скорости $\left(\bar{\delta}_u = \frac{\delta u}{u|_{\omega=1}} \right)$ и плотности потока импульса $(\bar{\delta}_{\rho u^2} = \frac{\delta \rho u^2}{\rho u^2|_{\omega=1}})$, являются соответственно линейными и логарифмическими функ-

циями ω . Слабая зависимость распределения ρu^2 от отношения плотностей в струе и окружающем пространстве делает предпочтительным выбор плотности потока импульса в качестве опорной характеристики. В этом случае эмпирическая постоянная c , замыкающая систему расчета по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности, весьма слабо зависит от ω . Эту зависимость можно описать следующим эмпирическим соотношением:

$$\frac{c}{c|_{\omega=1}} = 1 + 0,326 \lg \omega. \quad (4-2)$$

При относительно малом различии плотностей газа в струе и окружающей среде можно в приближенных расчетах газовых струй принять значение $c = \text{const} = 0,04$, т. е. среднему в интервале $0,6 < \omega < 6$. Что касается факела, то в нем, строго говоря, процесс турбулентного смешения определяется двумя параметрами: $\theta = \frac{\rho \omega}{\rho_0}$ и $\omega = \frac{\rho \Phi}{\rho_0}$, отражающими наличие трех характерных

уровней температуры (топлива, окислителя и фронта пламени). В первом приближении внутреннюю область факела можно рассматривать как зону смещения струи тяжелого газа (топлива) с более легким газом (продуктами сгорания), а внешнюю область как зону, в которой струя легкого газа (продукты сгорания) вытекает в атмосферу более плотного (окислителя). Подробные экспериментальные данные о влиянии параметров θ и ω на аэродинамику факела отсутствуют. Однако из обработки известных опытов (зачерненные кружки на зависимости $s(\omega)$ на рис. 4-1) следует, что при расчете газозвдушенных диффузионных пламен можно пренебречь температурной зависимостью опытной постоянной и принять $s \approx 0,04$.

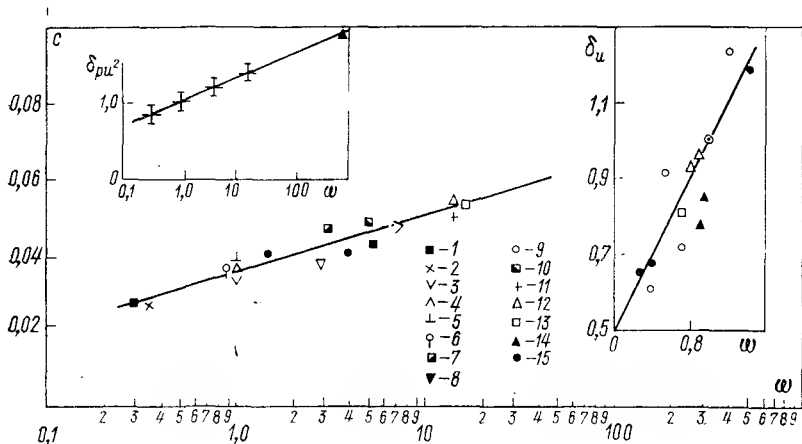


Рис. 4-1. Зависимость условной толщины струи от параметра ω

1 — $\omega=0,27$ [59], 2 — $\omega=0,34$ (опыты В. Г. Живова), 3 — $\omega=1$ [61], 4 — $\omega=1,0$ [1], 5 — $\omega=1$ [1], 6 — $\omega=1$ [47], 7 — $\omega=3,0$ (опыты Л. П. Ярина [26]), 8 — $\omega=3,0$ [47], 9 — $\omega=3,9$ [74], 10 — $\omega=5,0$ (опыты Л. П. Ярина [26]), 11 — $\omega=14$ (опыты Н. Г. Забудкиной [26]), 12 — $\omega=14,1$ [74], 13 — $\omega=15$ [13], 14 — $\omega=800$ (опыты Б. Ф. Гликмана [1]), 15 — диффузионный факел

Приведенные данные отвечают истечению струй с равномерным профилем скорости и относительно низким ($\epsilon < 1\%$) уровнем начальной турбулентности. Повышение интенсивности пульсаций (искусственная турбулентизация) приводит (см. гл. 7) к более быстрому затуханию струи и к изменению численных значений эмпирической постоянной s . Это является естественным, так как в методе эквивалентной задачи теории теплопроводности влияние различных факторов, отражающих особенности течения, проявляется в конечном счете на значении эффективной переменной ξ . Заметное влияние оказывает также неравномерность начального профиля скорости, формирующаяся при обтекании сопел.

На рис. 4-2 приведены данные о смещении турбулентных струй при различной степени неоднородности начального профиля скорости*. На графиках показаны зависимости $\Delta T_m(m)$, отвечающие различной форме начального профиля. Из рисунка видно что кривые $\Delta T_m(m)$ не являются монотонными.

* Искусственное регулирование неоднородности начального профиля скорости осуществлялось с помощью специальных колец, устанавливаемых на внешней поверхности сопла в окрестности среза. Оценка интенсивности смещения проводилась по данным измерений температуры в фиксированных точках на оси струи.

В некоторой области значений параметра m наблюдается рост ΔT_m при увеличении скорости спутного потока. Дальнейшее повышение m приводит к уменьшению ΔT_m . Максимуму зависимости $\Delta T_m(m)$ соответствуют условия минимального смешения.

Как показывают измерения, местоположение максимума кривой $\Delta T_m(m)$ существенно зависит от неравномерности начального профиля скорости. Это можно объяснить следующим образом. При смешивании однородных потоков (пренебрежении влиянием начальной неравномерности) интенсивность смешения уменьшается по мере сближения скорости струи и спутного потока, по мере уменьшения градиента. Соответственно этому значения ΔT_m монотонно

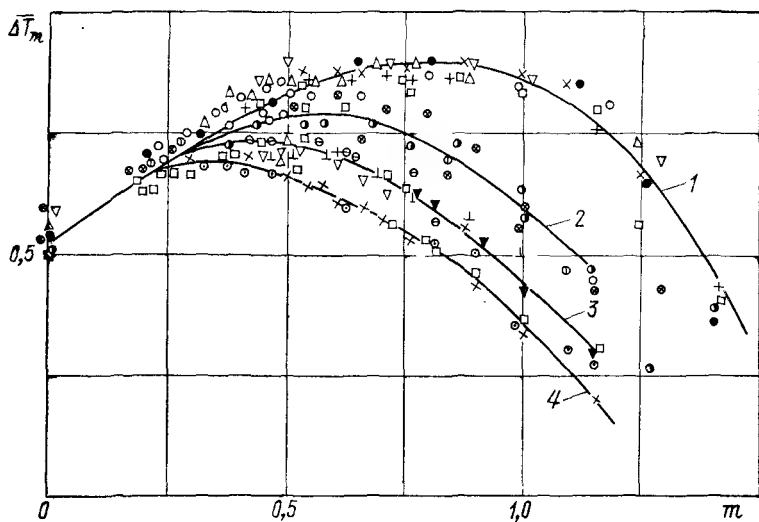


Рис. 4-2. Зависимость $\Delta T_m(m)$ при различной неравномерности начального профиля скорости

$$1 - \frac{\delta}{d_0} = 0,01, \quad 2 - \frac{\delta}{d_0} = 0,025, \quad 3 - \frac{\delta}{d_0} = 0,05, \quad 4 - \frac{\delta}{d_0} = 0,1 \quad (\delta - \text{толщина кромки сопла})$$

возрастают в области изменения параметра m от 0 до 1. При $m > 1$ градиенты скорости увеличиваются. Это приводит к интенсификации турбулентного обмена и снижению ΔT_m . Таким образом, при смешении однородных потоков минимальное перемешивание будет наблюдаться при $m = 1$. В реальных условиях (при наличии пограничного слоя на поверхности сопла) процесс определяется двумя противоположными по характеру влияния факторами — уменьшением градиента скорости (при $m \rightarrow 1$), приводящим к снижению интенсивности смешения, и вырождением начальной неоднородности, вызывающим ее увеличение. Поэтому значения параметра m , отвечающие минимуму смешения, смещаются в область значений m , меньших единицы.

Аналогичная картина наблюдается и в газовых струях. При этом в случае истечения струи легкого газа в поток более плотного неоднородность профиля скорости оказывает более сильное влияние на процесс смешивания, чем при истечении тяжелого газа в атмосферу легкого. Это связано с тем, что при смешении легкого газа с более плотным характерные параметры струи (например, средняя плотность) изменяются резче, чем при истечении тяжелого газа в атмосферу легкого. Приведенные данные позволяют оценить (по край-

ней мере качественно) влияние условий течения на характеристики газовых струй и факелов. Они объясняют, в частности, наблюдаемую в экспериментах зависимость длины диффузионного факела от скорости слутного потока и не-соответствие $l_{\text{ф max}}$ значению $m=1$ [27, 39].

При расчете спутных струй уравнение (4-1) записывается для избыточного импульса *:

$$\frac{\partial \rho u \Delta u}{\partial \xi_u} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\partial \rho u \Delta u}{\partial y} \right), \quad (4-3)$$

где $\Delta u = u - u_\infty$, u_∞ — скорость спутного потока.

Так как при спутном движении интенсивность турбулентного обмена определяется не только соотношением плотностей смешивающихся потоков, но и отношением их скоростей, то эффективная переменная ξ зависит также от параметра m . Эта зависимость может быть найдена по данным измерений $\rho u \Delta u$ при различных значениях m и ω . Для приближенного инженерного расчета может быть рекомендовано следующее эмпирическое соотношение **:

$$V_{\xi} = V_{\xi_0} \frac{1 - m \sqrt{\frac{T_0}{T_{\phi}}}}{1 + m \sqrt{\frac{T_0}{T_{\phi}}}}, \quad (4-4)$$

где V_{ξ_0} значение V_{ξ} при $m=0$ и $\omega=1$.

Соотношение (4-4) может быть использовано и при расчете аэродинамики турбулентного диффузионного факела, распространяющегося в спутном потоке. При этом следует иметь в виду, что в факеле поле плотности определяется не только значением начальных температур газовой струи и спутного потока, но и температурой горения, связанной с калорийностью топлива, т. е. совокупностью параметров $\omega = \frac{T_{\phi}}{T_0}$ и $\theta = \frac{T_{\infty}}{T_0}$. В этом случае при при-

ближенной оценке зависимости V_{ξ} от m и ω по уравнению (4-4) следует учесть, что при горении перемешанных газов фронт пламени располагается вблизи внешней границы пограничного слоя ***. Последнее позволяет рассматривать газовый факел как струю, втекающую в спутный поток с температурой $T \approx T_{\phi}$ и скоростью $u \approx u_\infty$. Учитывая это, соотношение (4-4) можно записать в виде:

$$V_{\xi} = V_{\xi_0} \frac{1 - m \sqrt{\frac{T_0}{T_{\phi}}}}{1 + m \sqrt{\frac{T_0}{T_{\phi}}}}. \quad (4-5)$$

Из соотношений (4-4) и (4-5) видно, что при прочих равных условиях зависимость эффективной переменной ξ (и соответственно зависимость толщины струи) от скорости спутного потока в газовых пламенах будет более слабой, чем в струях. Последнее действительно наблюдается в эксперименте. Как показывают измерения, увеличение скорости спутного потока ведет к резкому уменьшению интенсивности затухания $\rho u \Delta u$ в спутной струе и к незначительному — в газовом факеле.

* Решение уравнения (4-3) хорошо согласуется с экспериментом при умеренных значениях параметра m ($m < 1$), когда течение можно считать изобарическим.

** При спутном движении V_{ξ} является нелинейной функцией x . Соотношение (4-4) может быть использовано при $x/d < 30$ и $m < 0,4$ [47].

*** За исключением области, примыкающей к вершине факела.

4-2. ЗАТОПЛЕННЫЙ ФАКЕЛ

Рассмотрим закономерности простейшего прямоструйного пламени — затопленного диффузионного факела. Такой факел (плоский или осесимметричный) является составным элементом сложных турбулентных пламен и может в известной мере служить прообразом практически любой схемы диффузионного горения газа.

На рис. 4-3 приведена схема затопленного диффузионного факела и указаны основные обозначения. При бесконечно большой скорости реакции зона горения может быть представлена в виде математической поверхности — фронта пламени — $y_f(x)$,

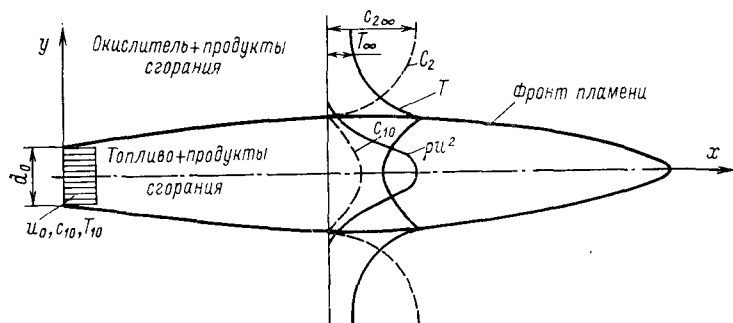


Рис. 4-3. Схема затопленного диффузионного факела

разграничивающей расчетное пространство на две области: внутреннюю и внешнюю, заполненные соответственно топливом и окислителем. В каждой из них присутствуют также продукты сгорания, поступающие от фронта пламени.

Наличие сосредоточенного источника тепла — фронта пламени — приводит к заметному изменению распределения температуры и концентрации в факеле по сравнению с распределением при смещении струй инертных газов. Что касается профилей ρu^2 , то в затопленном факеле их можно принять идентичными профилям ρu^2 в свободных струях [27]. Это связано с тем, что при достаточно больших значениях стехиометрического комплекса β , отвечающих горению газозвоздушных смесей, фронт пламени располагается на периферии факела, где абсолютные значения скорости и плотности потока импульса малы. Поэтому вызванное горением возмущение течения в окрестности фронта (нарушение изобарности и сопутствующее ему ускорение газа) практически не сказывается на профилях ρu^2 и в расчете может не учитываться. Не будем учитывать также изменение молекулярной массы реагентов и продуктов реакции, зависимость теплоемкости от температуры и давления. Кроме того, примем, что турбулентное число Льюиса равно единице.

При сделанных допущениях расчет плоского и осесимметричного факела с равномерным распределением скорости, температуры и концентраций сводится к интегрированию системы уравнений*:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \xi_u} &= \frac{1}{\bar{y}^k} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y}^k \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{y}} \right), \\ \frac{\partial \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \xi_c} &= \frac{1}{\bar{y}^k} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y}^k \frac{\partial \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{y}} \right)\end{aligned}\quad (4-6)$$

при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned}\overline{\rho u^2} &= 1, \quad \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = 1 && \text{при } 0 < \bar{y} < 1 \\ \overline{\rho u^2} &= 0, \quad \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = 0 && \text{при } \bar{y} > 1\end{aligned} \right\} \text{при } \bar{\xi} = 0,$$

$$\left. \begin{aligned}\overline{\rho u^2} &\rightarrow 0, \quad \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} \rightarrow 0 && \text{при } \bar{y} \rightarrow \infty \\ \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{y}} &\rightarrow 0, \quad \frac{\partial \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0 && \text{при } \bar{y} = 0\end{aligned} \right\} \text{при } \bar{\xi} > 0,$$

где $\overline{\rho u^2} = \rho u^2 / (\rho_0 u_0^2)$, $\overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = \rho u \Delta \tilde{c} / (\rho_0 u_0 \Delta \tilde{c}_0)$; u_0 , c_0 , ρ_0 — соответственно значения скорости, приведенной концентрации и плотности на срезе сопла; $\bar{\xi}_1 = \frac{\xi_i}{l^2}$, $\bar{y} = \frac{y}{l}$, l — радиус сопла при осесимметричном и полуширина сопла при плоском течении**.

Решение системы уравнений (4-6) имеет вид:
для плоского факела

$$L_i = 0,5 \left[\operatorname{erf} \left(\frac{1+y}{2 \sqrt{\xi_i}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{1-y}{2 \sqrt{\xi_i}} \right) \right], \quad (4-7)$$

для осесимметричного факела

$$L_i = \frac{1}{2\pi \xi_i} \int_0^{1+\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp \left(-\frac{y^2 + r^2 - 2yr \sin \varphi}{4\xi_i} \right) r dr d\varphi, \quad (4-8)$$

где $L_i = \rho u^2$, $\rho u \Delta \tilde{c}$.

В соотношении (4-8) r — расстояние от центра сопла до произвольной точки в плоскости среза сопла, φ — угол между вектором r и горизонталью, индекс i указывает соответственно, рас-

* Обобщение решения для произвольного начального распределения скорости, температуры и концентраций не связано с принципиальными трудностями, так как система (4-6) линейная.

** Черточки над безразмерными величинами в дальнейшем опущены

сматривается ли динамическая, тепловая или диффузионная задача.

Интеграл в правой части соотношения (4-8) можно выразить через P -функции Мастерса [98] или представить в виде ряда [48]:

$$L_i = \exp\left(-\frac{1+y^2}{4\xi_i}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{y}\right)^n I_n\left(\frac{y}{2\xi_i}\right) \text{ при } y > 1, \quad (4-9)$$

$$L_i = 1 - \exp\left(-\frac{1+y}{4\xi_i}\right) \sum_{n=0}^{\infty} y^n I_n\left(\frac{y}{2\xi_i}\right) \text{ при } y < 1, \quad (4-10)$$

где I_n — функция Бесселя n -го порядка от мнимого аргумента.

В соответствии с обобщенной схемой расчета (см. гл. 2) запишем выражения, описывающие распределение скорости, температуры и концентраций в плоском и осесимметричном турбулентном диффузионном факеле.

Для внутренней области

$$\frac{u}{u_0} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} L^{0.5}(\xi_u, y);$$

$$\frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L^{0.5}(\xi_u, y)} - 1 \right];$$

$$\frac{c_1}{c_{10}} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L^{0.5}(\xi_u, y)} - 1 \right];$$

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 \left[\frac{\vartheta + (\beta - 1)(\theta - 1)}{\beta - 1} \right] \times \\ \times \left\{ -\frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L^{0.5}(\xi_u, y)} + \sqrt{\frac{L^2\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L(\xi_u, y)} + 4 \frac{[\vartheta + \theta(\beta - 1)](\beta - 1)}{[\vartheta + (\beta - 1)(\theta - 1)]^2}} \right\}.$$

Для внешней области

$$\frac{u}{u_0} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} L^{0.5}(\xi_u, y);$$

$$\frac{T - T_\infty}{T_\Phi - T_\infty} = \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L^{0.5}(\xi_u, y)};$$

$$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = 1 - \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L^{0.5}(\xi_u, y)};$$

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 [\vartheta - (\vartheta - 1)] \times \\ \times \left\{ \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L^{0,5}(\xi_u, y)} + \sqrt{\frac{L^2\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L(\xi_u, y)} + 4 \frac{\vartheta}{[\vartheta - (\vartheta - 1)]^2}} \right\}.$$

Здесь, как и ранее (гл. 2), приняты следующие обозначения: $\beta = \frac{c_{01}}{c_{02}} \Omega + 1$, $\vartheta = \frac{T_\infty}{T_0}$, $\vartheta = \frac{qc_{01}}{c_p T_0}$, индекс 1 относится к топливу, 2 — к окислителю; $L = L_I$ — для плоского и $L = L_{II}$ для осесимметричного течения.

Координаты фронта пламени могут быть найдены из уравнения:

$$\frac{L^{0,5}(\xi_{u\phi}, y_\phi)}{L\left(\frac{\xi_{u\phi}}{\sigma}, y_\phi\right)} = \beta \sqrt{\omega}. \quad (4-11)$$

Положив в уравнение (4-11) $y_\phi = 0$ получим следующие выражения для определения длины турбулентного диффузионного факела:

для плоского

$$\left[\operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{\xi_l}} \right) \right]^{0,5} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\sqrt{\xi_l}} \right) \right] = \beta \sqrt{\omega}, \quad (4-12)$$

для осесимметричного факела

$$\left[1 - \exp \left(-\frac{1}{4\xi_l} \right) \right]^{0,5} \left[1 - \exp \left(-\frac{\sigma}{4\xi_l} \right) \right]^{-1} = \beta \sqrt{\omega}, \quad (4-13)$$

где ξ_l — значение координаты ξ , соответствующее вершине факела.

Полученная система уравнений позволяет, таким образом, определить длину и конфигурацию факела и найти распределение характерных величин во всем поле течения. Соответствие расчета и эксперимента иллюстрируется рис. 4-4, на котором: сопоставлены опытные и расчетные данные о распределении ρu^2 и T вдоль оси факела. Из графика видно, что для исследованных режимов ($u_0 \approx 60$ м/с, $T_0 = 1300$ К, $0,053 \leq c_{1,0} \leq 0,12$) согласие расчета и опыта вполне удовлетворительное. Существенно, что проведенный расчет содержит лишь одну эмпирическую постоянную, численное значение которой ($c = 0,04$) принято на основе осреднения данных об аэродинамике турбулентных струй и пламен, а не заимствовано из того же конкретного эксперимента*.

* Численное значение отношения $\sigma = \xi_u / \xi_T$ принято в расчетах равным 0,75, т. е. таким же, как и в свободных турбулентных струях.

При указанных значениях опытных констант расчетные профили плотности потока импульса и температуры удовлетворительно описываются экспериментальными кривыми $\rho u^2(y)$, $\Delta T(y)$ во всей области течения.

При больших значениях комплекса $\beta \sqrt{\omega}$ (горение углеводородных топлив) $\xi_l > 1$. Разлагая $\operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\xi_l}}\right)$ и $\exp\left(-\frac{1}{4\xi_l}\right)$

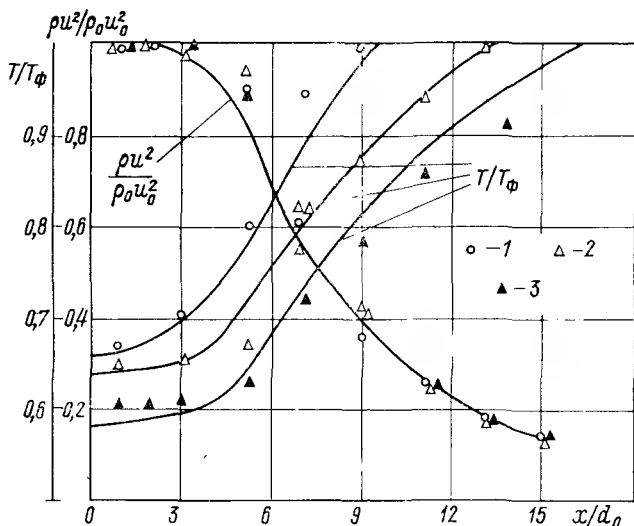


Рис. 4-4. Измерение плотности потока импульса и температуры вдоль оси турбулентного диффузионного факела

1 — $c_{1.0} = 0,053$, $T_{1.0} = 1300$ К; 2 — $c_{1.0} = 0,085$; $T_{1.0} = 1300$ К; 3 — $c_{1.0} = 0,12$, $T_{1.0} = 1210$ К; (сплошная — расчет)

в ряд и ограничиваясь первыми членами разложения, получим из (4-12) и (4-13) следующие приближенные формулы для расчета длины турбулентного диффузионного факела: для плоского

$$\sqrt{\xi_l} = 0,565 \beta^2 \omega \sigma, \quad (4-14)$$

для осесимметричного факела

$$\sqrt{\xi_l} = 0,5 \beta \sqrt{\omega} \sigma. \quad (4-15)$$

Расчеты зависимости $\sqrt{\xi_l}$ по формулам (4-12, 4-13) и (4-14, 4-15) показывают, что при значении $\beta \sqrt{\omega} > 2$ относительная погрешность при определении длины факела по приближенным соотношениям (4-14, 4-15) не превышает 2%.

Учитывая, что $\frac{\sqrt{\xi l}}{r_0} = c \frac{l_\Phi}{r_0}$, получим из (4-15) (при $c=0,04$ и $\sigma=0,75$) следующее выражение для длины осесимметричного факела:

$$\frac{l_\Phi}{d_0} = 4,7 \beta \sqrt{\omega}. \quad (4-16)$$

При выводе формул (4-12—4-16) предполагалось, что плотность газа определяется только его температурой. Если молекулярная масса топлива значительно отличается от молекулярной

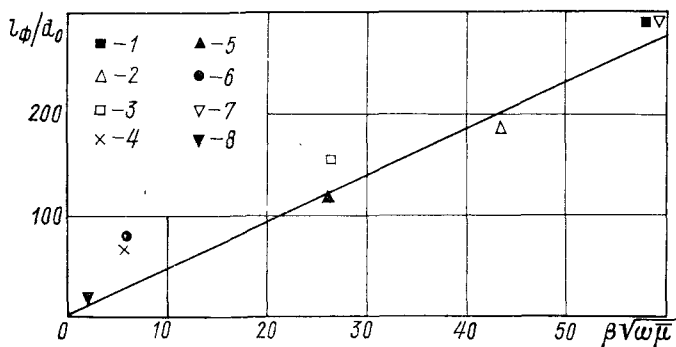


Рис. 4-5. Зависимость $l_\Phi/d_0 = f(\beta \sqrt{\omega \bar{\mu}})$
 1 — C_3H_8 , 2 — C_2H_2 , 3 — H_2 , 4 — CO , 5 — H_2 , 6 — CO , 7 — C_3H_8 ,
 8 — C_3H_8

массы окислителя и продуктов сгорания, следует учитывать зависимость $\rho = \rho(\mu, T)$. Такой расчет, хотя и не сопряжен с принципиальными трудностями, сравнительно громоздок. Ограничимся поэтому частным случаем горения систем с большим стехиометрическим соотношением (например, водород — воздух). В этом случае из-за сильного балластирования продуктов сгорания азотом можно принять $\mu_{\text{пр.сг}} \approx \mu_{\text{ок}}$ и $\frac{\rho_0}{\rho_\Phi} \approx \frac{T_\Phi \mu_0}{T_0 \mu_{\text{ок}}}$, где μ_0 , $\mu_{\text{ок}}$ и $\mu_{\text{пр.сг}}$ соответственно молекулярные массы топлива, окислителя и продуктов сгорания. В результате получим следующее выражение для l_Φ :

$$\frac{l_\Phi}{d_0} = 4,7 \beta \sqrt{\omega \bar{\mu}}, \quad (4-17)$$

где $\bar{\mu} = \frac{\mu_0}{\mu_{\text{ок}}}$.

На рис. 4-5 приведены опытные данные по зависимости длины турбулентного диффузионного факела от комплекса $\beta \sqrt{\omega \bar{\mu}}$. Эксперименты охватывают сравнительно широкий диа-

пазон изменения начальной концентрации топлива, температуры и других параметров ($0,055 \leq c_{10} \leq 1,0 \frac{\text{кг}}{\text{кг}}$ $300 \leq T_{10} \leq 1300 \text{ К}$, $0,57 \leq \Omega \leq 8,0$) и достаточно полно характеризуют влияние различных параметров на длину факела. На этом же рисунке нанесена расчетная зависимость $l_{\text{ф}}(\beta \sqrt{\omega \mu})$. Из графика видно, что при принятых значениях опытных постоянных ($c=0,04$, $\sigma=0,75$) результаты расчета согласуются с данными эксперимента. Заметное отклонение данных, относящихся к пламенам СО, по-видимому, связано с низкими значениями числа Рейнольдса ($Re \approx 5 \cdot 10^3$) в опытах [32]. В переходной области течения, к которой относятся эти данные, длина факела заметно возрастает по сравнению с длиной, отвечающей развитому турбулентному течению [27], [57]*. Приведем также приближенное соотношение для расчета формы факела. При достаточно больших значениях ξ , соответствующих автомодельной области течения, уравнению (4-11) можно придать вид:

$$\bar{y}_{\text{ф}} = \gamma (1 - \sqrt{\bar{\xi}_{\text{ф}}}) \sqrt{\bar{\xi}_{\text{ф}}}, \quad (4-18)$$

где $\bar{\xi}_{\text{ф}} = \frac{\xi_{\text{ф}}}{\xi_l}$, $\bar{y}_{\text{ф}} = y_{\text{ф}} / \sqrt{\xi_l}$, $\gamma = \frac{2}{\sigma - 0,5}$ — для плоского и $\gamma = \frac{4}{\sigma - 0,5}$ для осесимметричного факела.

Примечательно, что в уравнение (4-18) не входят в явном виде режимные параметры. Влияние их сказывается на величине $\sqrt{\xi_l}$ — расчетной длине факела, играющей роль характерного масштаба длин. Поэтому формула (4-18) обобщает данные, относящиеся к различным значениям c_0 , T , Ω и др. Расчет по формулам (4-11) и (4-18) показывает, что в области значений $\sqrt{\bar{\xi}_{\text{ф}}} > 0,5$ результаты точного и приближенного решений близки друг к другу.

Рассмотрим закономерности аэродинамики турбулентного диффузионного факела. С этой целью проанализируем влияние режимных параметров на его основные характеристики.

На рис. 4-6 показаны типичные для различных значений $\beta \sqrt{\omega}$ конфигурации осесимметричного факела. Как видно из графика, увеличение комплекса $\beta \sqrt{\omega}$ (и соответственно c_{10} , $c_{2\infty}$, T_{10} , $T_{2\infty}$) ведет к росту длины и ширины факела. Результаты расчета зависимости $y_{\text{ф}}(x_{\text{ф}})$ для различных значений температур и концентраций реагентов приведены на этом же рисунке.

* О переходном режиме течения свидетельствуют также содержащиеся в [32] данные по длине участка ламинарного горения до турбулизации. Эта длина в опытах [32] составляет примерно 50% общей длины факела.

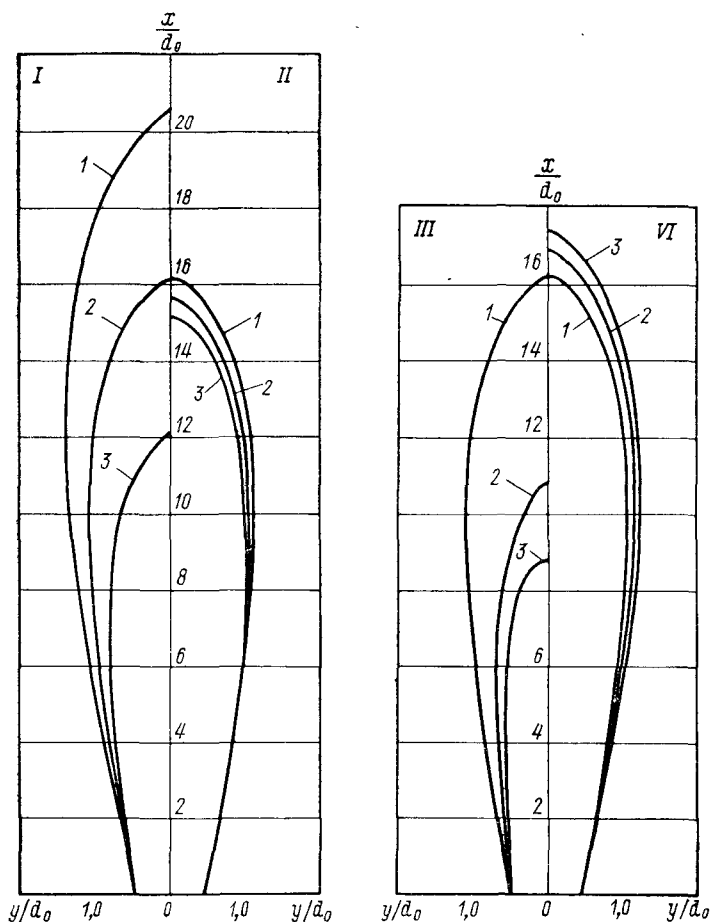


Рис. 4-6. Конфигурация турбулентного диффузионного факела при различных значениях режимных параметров:

c_i, T_i	I			II			III			V		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
c_{10}	0,15	0,25	0,35	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
$c_{2\infty}$	0,23	0,23	0,23	0,23	0,28	0,33	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23
T_{10}	300	300	300	300	300	300	300	600	900	300	300	300
$T_{2\infty}$	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	600	900

Увеличение концентрации топлива вызывает заметное расширение и удлинение факела. Повышение концентрации окислителя в окружающем пространстве ведет к сокращению факела. Увеличение начальной температуры топлива вызывает резкое сокращение, а повышение начальной температуры окислителя незначительное увеличение длины факела.

Приведенные примеры относятся к конкретным значениям режимных параметров, при которых комплекс $\Phi = \frac{\theta(\beta-1)}{\theta+1} < 1$, что отвечает горению высококалорийных топлив. При других значениях c_0 , T_0 качественная картина сохраняется той же.

Зависимость длины факела от концентраций реагентов носит сложный характер и в значительной степени определяется калорийностью топлива, а также начальной температурой компонентов. При достаточно больших значениях Φ (горение низкокалорийных топлив с большим стехиометрическим соотношением и низкой концентрацией окислителя в окружающем пространстве, $\beta > 1$) длина факела пропорциональна β . При малых величинах Φ (горение высокотемпературных газовых струй, забалластированных инертными примесями) $l_{\Phi} \sim \sqrt{\beta}$.

Комплекс $\Phi = \frac{\theta(\beta-1)}{\theta+1}$ определяет также характер зависимости длины факела от температуры реагентов. В частности, при $\Phi \gg 1$ длина факела l_{Φ} пропорциональна корню квадратному из отношения температур окислителя и топлива. Увеличение начального подогрева топлива ведет в этом случае к сокращению длины факела, а повышение температуры окислителя к росту l_{Φ} . При $\Phi \ll 1$ длина факела определяется в основном начальной температурой топлива и слабо зависит от температуры окислителя $\left(l_{\Phi} \sim \frac{1}{T_0} + k \frac{T_{\infty}}{T_0^2}, k \ll 1 \right)$.

Из соотношений (4-11—4-17) видно, что положение фронта пламени, длина и форма плоского и осесимметричного турбулентного факела однозначно определяются значением комплекса

$\sqrt{\omega}$. В связи с этим интересно сопоставить результаты расчета, относящиеся к различным значениям режимных параметров (c_0 , T_0) при фиксированном положении фронта пламени. Такое сопоставление горения в воздухе двух топлив, существенно отличающихся по своим физико-химическим характеристикам (CO и C_3H_8), приведено на рис. 4-7. Эти данные относятся к различным значениям начальной температуры газовых струй: к горению предварительно неподогретой струи CO ($T_0 = 300$ K) и высокотемпературной струи пропана ($T_0 = 1000$ K). В обоих случаях по условиям расчета местоположение фронта пламени одинаково, что позволяет выявить в чистом виде влияние предварительного подогрева топлива.

Из графиков видно, как в поле течения факела непрерывно меняются скорость течения, ρu^2 , температура и концентрации от начальных значений до значений, соответствующих зоне горения. В окрестности сопла (в пределах начального участка)

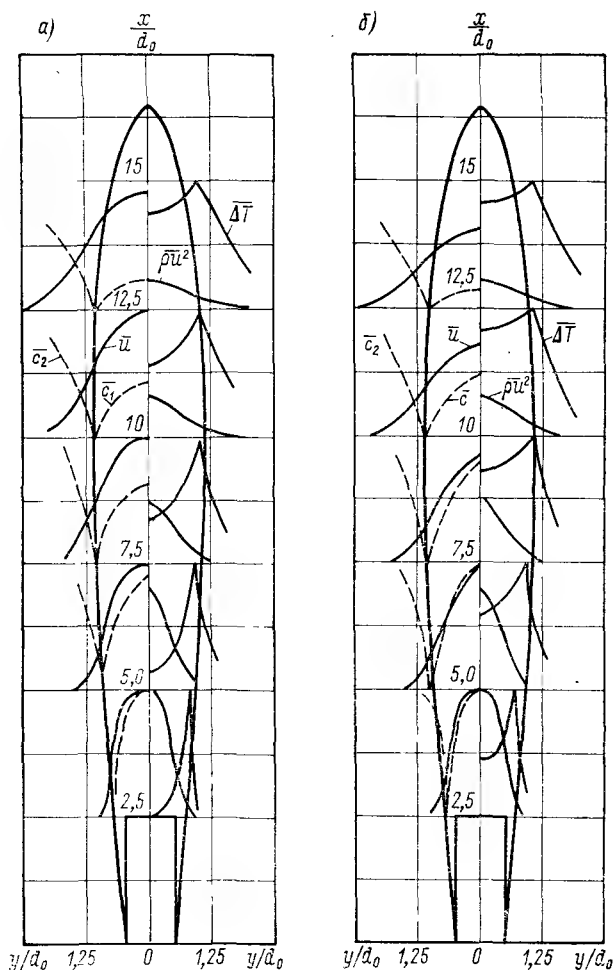


Рис. 4-7. Структура турбулентного диффузионного факела: а — факел CO, б — факел C₃H₈

наблюдается очень слабое изменение параметров вдоль оси факела. На значительном удалении от устья изменение характерных величин происходит более резко.

Распределение скорости и ρu^2 в поперечных сечениях диффузионного факела имеет типичный для струйных течений вид.

Что касается профилей температуры, то для них характерно наличие максимумов, соответствующих фронту пламени.

В обоих случаях — горение CO и C_3H_8 — качественная картина распределения параметров в поле течения идентична. Однако заметно и некоторое различие структуры факелов, образующихся при сжигании холодного и подогретого газа. Оно проявляется прежде всего в различном темпе изменения скорости

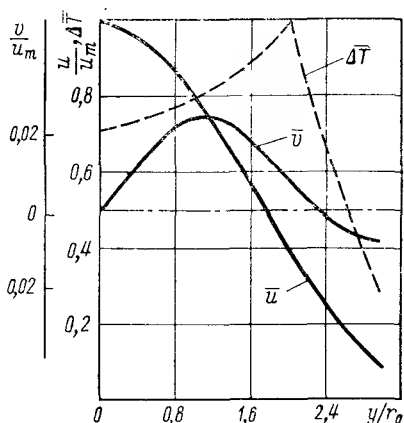
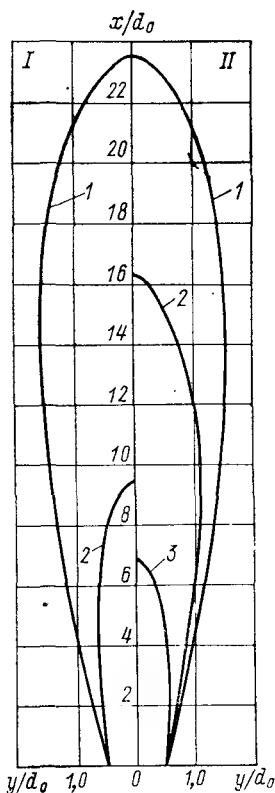


Рис. 4-9. Распределение скорости и температуры в поперечном сечении турбулентного диффузионного факела

Рис. 4-8. Конфигурация факела CO и C_3H_8 при $T_{\text{ф}} = \text{const}$ и различных значениях c_{10} , T_{10} , $c_{2\infty}$, $T_{2\infty}$

Для графиков I: 1 — C_3H_8 , 2 — CO ($c_{10}=0,1$, $c_{2\infty}=0,23$; $T=450$ К, $T_{2\infty}=300$ К; $T_{\text{фCO}}=450$ К; $T_{\text{фC}_3\text{H}_8}=1780$ К)
 Для графиков II: 1 — C_3H_8 ($c_{10}=0,1$, $c_{2\infty}=0,23$, $T_{10}=450$, $T_{2\infty}=300$ К, $T_{\text{ф}}=1780$ К); 2 — CO ($c_{10}=0,3$, $c_{2\infty}=0,23$, $T_{10}=450$ К, $T_{2\infty}=300$ К, $T_{\text{ф}}=1780$ К); 3 — CO ($c_{10}=0,1$, $c_{2\infty}=0,23$, $T_{2\infty}=300$ К; $T_{10}=1350$ К, $T_{\text{ф}}=1780$ К)

и температуры по оси и в поперечных сечениях. При высоком начальном подогреве отношение температуры горения к начальной температуре топлива меньше, чем при горении холодного газа. Это приводит, в частности, к тому, что протяженность участка, на котором скорость на оси сохраняется практически постоянной, достигает примерно 10 калибров, в то время как при горении струи подогретого топлива она равна приблизительно 5 калибрам.

Приведенное сопоставление факелов CO и C_3H_8 при совпадении положения фронта пламени не является, естественно, единственно возможным. Известный интерес представляет сравнение тех же факелов при одинаковых значениях режимных па-

раметров и различной температуре горения. Такие данные приведены на рис. 4-8. На этом же графике представлены результаты расчета формы факела CO и C_3H_8 при $T_\phi = \text{const}$ и различных значениях c_{10} , T_{10} и т. д. Из графика видно, что при одинаковых значениях c_{10} , T_{10} , $c_{2\infty}$, $T_{2\infty}$ факел CO оказывается существенно более коротким, чем факел C_3H_8 . Это связано с различием стехиометрических коэффициентов реакции, т. е. количеством окислителя, эжектируемого из окружающего пространства.

На рис. 4-9 приведены данные о распределении скорости и температуры в поперечных сечениях факела. Здесь наряду с распределением продольной компоненты вектора скорости показано распределение поперечной составляющей v . Из графика видно, что максимальное значение поперечной компоненты составляет 2% u_m . Это показывает, что в диффузионном факеле, как и в свободной струе, выполняются приближения теории пограничного слоя.

Приведем также некоторые данные об интегральных характеристиках турбулентного диффузионного факела: полноте выгорания топлива

$$\eta = \int_0^{y_\phi} \frac{\rho_{\text{ис}1}}{\rho_{\text{ис}10}} y dy \quad \text{и расходу} \quad G = \int_0^\infty \rho u y dy.$$

В турбулентном диффузионном факеле интенсивность выгорания топлива различна на разных участках факела. Максимальному значению интенсивности тепловыделения соответствует значение $\frac{x}{l_\phi} \approx 0,5$. В начальном участке и вблизи вершины факела интенсивность выгорания топлива минимальна. Что касается расхода, то он изменяется линейно по мере удаления от среза сопла. Уменьшение начальной температуры топлива (соответственно увеличение отношения $\frac{T_\phi}{T_{10}}$) приводит к снижению эжекционной способности факела. Это отражает общее для струйных течений свойство — уменьшение интенсивности смешения (увеличение дальнобойности) при истечении струи плотного (холодного) газа в более легкий.

4.3. ФАКЕЛ В СПУТНОМ ПОТОКЕ

Рассмотрим закономерности развития турбулентного диффузионного факела, распространяющегося в безграничном спутном [92] потоке.

Будем считать, что струя газообразного топлива с начальной температурой T_{10} и концентрацией c_{10} втекает в спутный поток окислителя, движущийся со скоростью u_∞ . Температуру и концентрацию окислителя в спутном потоке примем равными соответственно T_∞ и c_∞ . Будем считать также, что начальное распределение скорости, температуры и концентрации в струе

и спутном потоке равномерное. Тем самым пренебрежем влиянием пограничных слоев, образующихся при обтекании сопла. Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением движения с относительно малым отношением скоростей ($m = \frac{u_\infty}{u_0} < 1$), при котором реализуется практически изобарическое течение, примем, как и ранее, что смешение компонентов в зоне горения является совершенным, а скорость химической реакции бесконечно большой.

При сделанных допущениях расчет турбулентного диффузионного факела, распространяющегося в спутном потоке, сводится к интегрированию системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho u \Delta u}{\partial \xi_u} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\partial \rho u \Delta u}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial \xi_c} &= \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4-19)$$

при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} \rho u \Delta u = 1, \quad \rho u \Delta \tilde{c} = 1 \quad \text{при } 0 < y < 1 \\ \rho u \Delta u \rightarrow 0, \quad \rho u \Delta \tilde{c} \rightarrow 0 \quad \text{при } y > 1 \end{aligned} \right\} \quad \text{при } \xi = 0,$$

$$\left. \begin{aligned} \rho u \Delta u \rightarrow 0, \quad \rho u \Delta \tilde{c} \rightarrow 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty \\ \frac{\partial \rho u \Delta u}{\partial y} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial y} \rightarrow 0 \quad \text{при } y = 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{при } \xi > 0.$$

Решение системы уравнений (4-19) имеет вид (4-7) и (4-8) соответственно для $k=0$ и $k=1$.

По известным значениям $\rho u \Delta u = L(\xi_u, y)$ и $\rho u \Delta \tilde{c} = L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)$ можно найти распределение $\Delta \tilde{c}$ и с учетом подобия профилей c и T определить поле скорости, температуры и концентрации. Так как расчет в значительной степени аналогичен приведенному ранее, ограничимся в дальнейшем кратким изложением основных результатов.

Для определения профилей концентрации (и температуры) используем уравнение $\rho u \Delta \tilde{c} = L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)$. Учитывая, что во внутренней и внешней областях факела присутствует только один из реагентов, получим:

$$\frac{c_1}{c_{10}} = \frac{T - T_\phi}{T_0 - T_\phi} = \frac{\frac{\rho_\phi u_\phi}{\rho u} \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L(\xi_{u\phi}/\sigma, y_\phi)} - 1}{\frac{\rho_\phi u_\phi}{\rho_0 u_0} \frac{1}{L(\xi_{u\phi}/\sigma, y_\phi)} - 1}; \quad (4-20)$$

$$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = \frac{T_\phi - T}{T_\phi - T_\infty} = 1 - \frac{\frac{\rho_\phi u_\phi}{\rho u} \frac{L(\xi_u/\sigma, y)}{L(\xi_{u\phi}/\sigma, y_\phi)}}{1}. \quad (4-21)$$

Соотношения (4-20) и (4-21) содержат две неизвестные функции — концентрацию (или температуру) и скорость*. Для определения связи между ними наряду с соотношениями (4-20) и (4-21) используем уравнение $\rho u \Delta u = L(\xi_u, y)$. Решая его относительно ρu , получим:

$$\frac{\rho u}{\rho_0 u_0} = L(\xi_u, y) \frac{1-m}{\frac{u}{u_0} - m}. \quad (4-22)$$

Положив в уравнении (4-22) $\xi = \xi_\Phi$, $y = y_\Phi$, будем иметь:

$$\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0} = L(\xi_\Phi, y_\Phi) \frac{1-m}{\frac{u_\Phi}{u_0} - m}. \quad (4-23)$$

Из уравнений (4-22) и (4-23) следует:

$$\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u} = \frac{L(\xi_{u\Phi}, y_\Phi) \frac{u}{u_0} - m}{L(\xi_u, y) \frac{u_\Phi}{u_0} - m}. \quad (4-24)$$

Используем полученные соотношения для преобразования уравнений (4-20) и (4-21). С этой целью умножим левую и правую части уравнения (4-20) на $\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$. Учитывая, что $\rho T = \text{const}$, получим:

$$\frac{u}{u_0} - \frac{\rho u}{\rho_0 u_0} \left\{ \omega + (1-\omega) \frac{\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u} \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right) - 1}{L(\xi_{u\Phi}/\sigma, y_\Phi)}}{\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0} \frac{1}{L(\xi_{u\Phi}/\sigma, y_\Phi)} - 1} \right\} = 0. \quad (4-25)$$

Заменяя в уравнении (4-25) значения $\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$, $\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho u}$, $\frac{\rho_\Phi u_\Phi}{\rho_0 u_0}$ по формулам (4-22—4-24), будем иметь:

$$\begin{aligned} & \frac{u}{u_0} \left(\frac{u}{u_0} - m \right) - L(\xi_u, y) (1-m) \times \\ & \times \left\{ \omega + (1-\omega) \frac{\Phi_1(\xi_u, y) \frac{u/u_0 - m}{u_\Phi/u_0 - m} - 1}{\Phi_2(\xi_u, y) \frac{1-m}{u/u_0 - m} - 1} \right\} = 0, \end{aligned} \quad (4-26)$$

* Так как в факеле давление постоянное, то плотность газа зависит только от температуры.

где

$$\Phi_1(\xi_u, y) = \frac{L\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{L\left(\frac{\xi_{u\phi}}{\sigma}, y_\phi\right)} \frac{L(\xi_{u\phi}, y_\phi)}{L(\xi_u, y)}; \quad \Phi_2 = \frac{L(\xi_{u\phi}, y_\phi)}{L(\xi_{u\phi}/\sigma, y_\phi)}.$$

При $\xi = \xi_\phi$ и $y = y_\phi$ уравнение (4-26) примет вид:

$$\left(\frac{u_\phi}{u_0}\right)^2 - m\left(\frac{u_\phi}{u_0}\right) - \omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi) = 0. \quad (4-27)$$

Решая это уравнение относительно u_ϕ/u_0 , получим выражение для определения значения скорости на фронте пламени:

$$\frac{u_\phi}{u_0} = 0,5 \left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi)} \right]. \quad (4-28)$$

Уравнение (4-26) можно записать в виде:

$$\left(\frac{u}{u_0}\right)^2 - \frac{u}{u_0} \left\{ m + \frac{L(\xi_u, y)\Phi_1(\xi_u, y)(1-m)(1-\omega)}{\Phi_2(\xi_u, y)(1-m) - (u_\phi/u_0 - m)} \right\} - L(\xi_u, y)(1-m) \left\{ \omega - (1-\omega) \left[\frac{m\Phi_1(\xi_u, y) + (u_\phi/u_0 - m)}{\Phi_2(\xi_u, y)(1-m) - (u_\phi/u_0 - m)} \right] \right\} = 0.$$

Отсюда с учетом уравнения (4-28) получим следующее соотношение для определения скорости во внутренней области факела:

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 \left(Z_1 + \sqrt{Z_1^2 + 4Z_2} \right), \quad (4-30)$$

где

$$Z_1 = m + L(\xi_u, y) \frac{(1-m)(1-\omega)\Phi_1(\xi_u, y)}{\Phi_2(\xi, y)(1-m) - 0,5 \left[\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi) - m} \right]},$$

$$Z_2 = (1-m)L(\xi_u, y) \left\{ \omega - (1-\omega) \times \right.$$

$$\times \left. \left[\frac{m\Phi_1(\xi_u, y) + 0,5 \left(\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi) - m} \right)}{(1-m)\Phi_2(\xi_u, y) - 0,5 \left(\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi) - m} \right)} \right] \right\}.$$

Распределение температуры и концентрации топлива во внутренней области факела найдем из решения уравнений (4-20), (4-23), (4-24) и (4-27):

$$\frac{c_1}{c_{10}} = \frac{T - T_\phi}{T_0 - T_\phi} = \frac{\Phi_1(\xi_u, y)(u_* - m) - 0,5 \left[\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi) - m} \right]}{\Phi_2(\xi_u, y)(1-m) - 0,5 \left[\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\phi}, y_\phi) - m} \right]}, \quad (4-31)$$

где $u_* = \frac{u}{u_0}$ определяется уравнением (4-30).

Для определения профилей скорости температуры и концентрации во внешней области факела используем уравнение (4-21). Умножив левую и правую части этого уравнения на $\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$, получим после некоторых преобразований:

$$\left(\frac{u}{u_0}\right)^2 - \left(\frac{u}{u_0}\right) L(\xi_u, y) \left\{ m + \frac{\omega \left(1 - \frac{1}{\omega_1}\right) \Phi_1(\xi_u, y) (1-m)}{\frac{u_\Phi}{u_0} - m} \right\} -$$

$$- L(\xi_u, y) (1-m) \frac{\omega}{\omega_1} \left\{ 1 - \frac{m(\omega_1 - 1) \Phi_1(\xi_u, y)}{\frac{u_\Phi}{u_0} - m} \right\} = 0.$$

Отсюда, учитывая уравнение (4-28), получим

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 \left(Z_3 + \sqrt{Z_3^2 + 4Z_4} \right), \quad (4-32)$$

где

$$Z_3 = m + 2L(\xi_u, y) \Phi_1(\xi_u, y) \frac{\omega}{\omega_1} \frac{(1-m)(\omega_1 - 1)}{\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\Phi}, y_\Phi) - m}},$$

$$Z_4 = L_1(\xi_u, y) (1-m) \frac{\omega}{\omega_1} \left[1 - \frac{2m\Phi_1(\xi_u, y)(\omega_1 - 1)}{\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\Phi}, y_\Phi) - m}} \right].$$

Из уравнений (4-21), (4-24) и (4-28) найдем распределение температуры и концентрации во внешней области факела:

$$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = \frac{T_\Phi - T}{T_\Phi - T_\infty} = 1 - 2\Phi_1(\xi_u, y) \frac{u_{*1} - m}{\sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_u, y) - m}}, \quad (4-33)$$

где $u_{*1} = \frac{u}{u_0}$ — определяется из уравнения (4-32).

Координаты фронта пламени определим из уравнения $\rho u \Delta \vec{c} = L(\xi_u, y)$. Положив в этом уравнении $c_1 = 0$, с учетом соотношения (4-28) будем иметь:

$$m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m)L(\xi_{u\Phi}, y_\Phi)} = 2\omega\beta L\left(\frac{\xi_{u\Phi}}{\sigma}, y_\Phi\right). \quad (4-34)$$

Из уравнений (4-28) и (4-34) следует, в частности:

$$\frac{u_\Phi}{u_0} = \omega\beta L\left(\frac{\xi_{u\Phi}}{\sigma}, y_\Phi\right). \quad (4-35)$$

Положив в уравнении (4-34) $y_\Phi = 0$, получим соотношение для определения $\sqrt{\xi_l}$ — координаты вершины факела в плоскости ξ, y :

для плоского факела

$$0,5 \left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m) \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\xi_l}}\right)} \right] = \beta\omega \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\sigma}}{2\sqrt{\xi_l}}\right), \quad (4-36)$$

для осесимметричного факела

$$0,5 \left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m) \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{4\xi_l}\right) \right]} \right] = \beta\omega \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma}{4\xi_l}\right) \right]. \quad (4-37)$$

Приведем также приближенное выражение для определения длины осесимметричного факела при $\sqrt{\xi_l} > 1$. Разлагая $\exp\left(-\frac{1}{4\xi_l}\right)$ в ряд и ограничиваясь первыми членами разложения, получим из (4-37):

$$\sqrt{\xi_l} = \frac{\sigma\beta\sqrt{\omega}}{2} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0,5}. \quad (4-38)$$

Учитывая, что

$$\sqrt{\xi_l} \big|_{m=0} = \frac{\sigma\beta\sqrt{\omega}}{2}, \quad \text{а} \quad \sqrt{\xi} = \sqrt{\xi} \big|_{m=0} \frac{1 - \frac{m}{\sqrt{\omega}}}{1 + \frac{m}{\sqrt{\omega}}}$$

$(\sqrt{\xi} \big|_{m=0} = c\chi)$, получим:

$$\frac{l_\phi}{l_\phi \big|_{m=0}} = \frac{1 + \frac{m}{\sqrt{\omega}}}{1 - \frac{m}{\sqrt{\omega}}} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0,5}. \quad (4-39)$$

В частном случае, когда $\sigma=1$, расчетные соотношения для определения основных характеристик спутного факела значительно упрощаются. При $\sigma=1$ уравнение для определения координат фронта пламени имеет вид:

$$L(\xi_\phi, y_\phi) = \frac{1 + m(\beta - 1)}{\omega\beta^2}. \quad (4-40)$$

Из уравнений (4-28) и (4-40) получим выражение для определения значения скорости газа на фронте пламени:

$$\frac{u_\phi}{u_0} = \frac{1 + m(\beta - 1)}{\beta}. \quad (4-41)$$

Учитывая последнее равенство, запишем формулы для расчета профилей температуры и концентрации:

$$\frac{c_1}{c_{10}} = \frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{\beta(u/u_0 - m) - (1 - m)}{(1 - m)\beta} \quad (4-42)$$

для $0 < y < y_\Phi$ и

$$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = \frac{T_\Phi - T}{T_\Phi - T_\infty} = 1 - \frac{\beta}{1 - m} (u/u_0 - m) \quad (4-43)$$

для $y_\Phi < y < \infty$.

Распределение скорости в факеле описывается следующими соотношениями:

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 \left(Z_1 + \sqrt{Z_1^2 + 4Z_2} \right) \quad (4-44)$$

для $0 < y < y_\Phi$ и

$$\frac{u}{u_0} = 0,5 \left(Z_3 + \sqrt{Z_3^2 + 4Z_4} \right) \quad (4-45)$$

для $y_\Phi < y < \infty$.

Здесь

$$Z_1 = m + L(\xi, y) \beta \frac{1 - \omega}{\beta - 1};$$

$$Z_2 = L(\xi, y) \left(\frac{\omega\beta - 1}{\beta - 1} - m \right);$$

$$Z_3 = m + L(\xi, y) \frac{\omega}{\omega_1} (\omega_1 - 1)\beta;$$

$$Z_4 = L(\xi, y) \frac{\omega}{\omega_1} [(1 - m) - m(\omega_1 - 1)\beta].$$

Соотношения (4-40—4-45) могут быть использованы для оценки влияния режимных параметров и ориентировочного расчета характеристик спутного факела.

На рис. 4-10 показаны типичные для различных значений параметра m конфигурации спутного факела. Как видно из графика, увеличение скорости спутного потока приводит к заметному увеличению длины факела и незначительному уменьшению его ширины. Скорость спутного потока оказывает существенное влияние на распределение характерных величин вдоль оси факела. Более высоким значениям параметра m соответствует менее интенсивное нарастание температуры (затухание скорости) вдоль оси течения. Это отражает общее для струйных течений свойство — уменьшение интенсив-

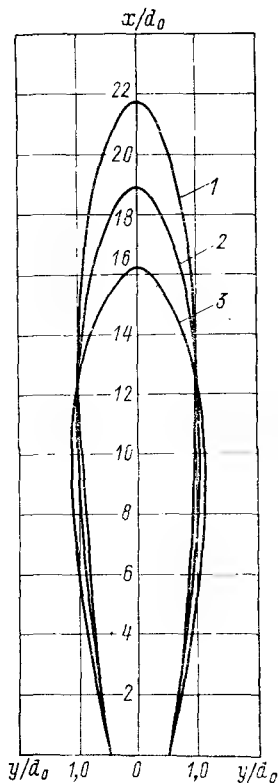


Рис. 4-10. Конфигурация спутного факела при различных значениях параметра m

1 — $m=0,4$, 2 — $m=0,2$, 3 — $m=0$ ($c_{10}=0,25$, $c_{2\infty}=0,23$, $T_{10}=300$ К, $T_{2\infty}=300$ К)

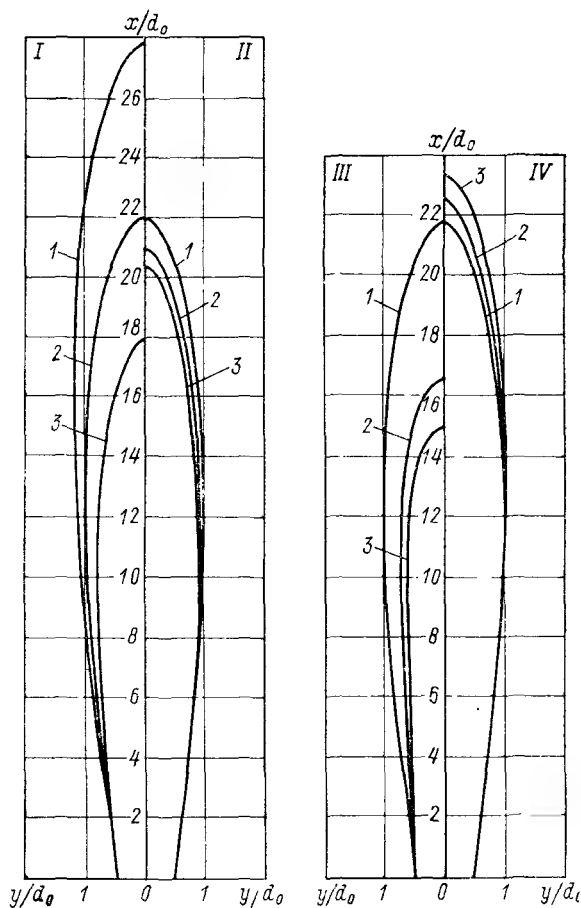


Рис. 4-11. Влияние температуры и концентрации топлива и окислителя на конфигурацию спутного факела:

c_i, T_i	I			II			III			IV		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
c_{10}	0,15	0,25	0,35	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
$c_{2\infty}$	0,23	0,23	0,23	0,23	0,28	0,33	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23
T_{10}^k	300	300	300	300	300	300	300	600	900	300	300	300
$T_{2\infty}^k$	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	600	900

ности смешения (и соответственно локального тепловыделения) при увеличении m . Как было отмечено ранее, наличие сосредоточенного источника тепла — фронта пламени — вызывает заметное изменение в спутном факеле поля плотности потока импульса и плотности тока. Что касается распределения $\rho u \Delta u$, то, как показывает эксперимент, профили $\rho u \Delta u$ являются монотонными функциями поперечной координаты.

На рис. 4-11 приведены данные о влиянии режимных параметров на конфигурацию спутного факела. Из графиков видно, что увеличение концентрации топлива в газовой струе приводит к заметному удлинению и некоторому расширению факела. При повышении в спутном потоке концентрации окислителя наблюдается уменьшение длины факела. Что касается начальной температуры, то повышение ее приводит к заметному сокращению факела, в то время как увеличение температуры окислителя вызывает его удлинение.

Существенное влияние на аэродинамику спутного факела оказывает химический состав топлива — стехиометрическое соотношение.

Данные о распределении скорости и температуры вдоль оси факела CO и C_3H_8 при одинаковых для обоих видов топлива значениях c_{10} , $c_{2\infty}$, T_{10} и $T_{2\infty}$ показывают, что при прочих равных условиях большим значениям стехиометрического отношения отвечает и большая длина факела. С качественной стороны влияние c_{10} , $c_{2\infty}$ на аэродинамику спутного факела аналогично влиянию концентрации реагентов на аэродинамику затопленного факела.

О степени сходимости расчета и опыта можно судить по рис. 4-12, на котором приведены данные о распределении $\rho u \Delta u$ и T в одном из поперечных сечений спутного факела. Эти данные свидетельствуют об удовлетворительном соответствии экспериментальных и расчетных результатов.

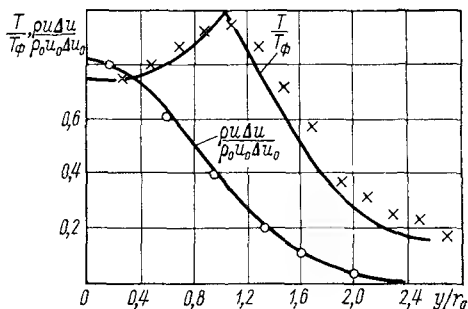


Рис. 4-12. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных о распределении $\rho u \Delta u$ и T в спутном факеле
 $m=0,3$, $T_{10}=1140$ К, $c_{10}=0,083$

4-4. ТРЕХМЕРНЫЙ ФАКЕЛ

Результаты, приведенные в предыдущих разделах, относились к горению неперемешанных газов в двумерных плоских и осесимметричных турбулентных струях. Рассмотрим теперь

некоторые закономерности трехмерных газовых пламен, образующихся при истечении топлива из сопл сложной формы — прямоугольных, эллиптических и других [62, 70].

Измерения показывают, что в трехмерных струях и пламенах происходит непрерывная (по мере удаления от устья) перестройка течения, сопровождающаяся трансформацией трехмерного движения в двухмерное*. Поле течения трехмерной струи можно условно представить в виде четырех участков, отличающихся законом изменения скорости вдоль оси и характером распределения ее в поперечных сечениях [70, 75]. В первом участке, примыкающем непосредственно к соплу, пограничные слои, образующиеся на боковых поверхностях струи, еще не достигают оси. Поэтому в центральной зоне этого участка распределение скорости близко к начальному. Во втором, переходном участке изменение скорости вдоль оси существенно зависит от формы выходного сечения сопла и в общем случае носит сложный характер. Что касается распределения скорости в поперечных сечениях переходного участка струи, то, как показывают измерения, в плоскости короткой стороны наблюдается приближенное подобие профилей u , в то время как в плоскости более длинной стороны профили не являются подобными. На третьем участке скорость вдоль оси изменяется по такому же закону, как и в осесимметричной струе: $u \sim x^{\frac{1}{2}}$. В этой зоне течения наблюдается подобие профилей скорости в обеих плоскостях симметрии. Наконец, в четвертой области, расположенной на значительном удалении от среза сопла, движение полностью соответствует развитому осесимметричному течению.

Описанная выше качественная картина развития струи не отражает, естественно, некоторых тонких эффектов, характерных для трехмерных струйных течений. Не останавливаясь подробно на них, отметим лишь различную интенсивность смещения в пограничных слоях, расположенных соответственно в плоскости короткой и длинной сторон. Это является причиной сложной перестройки поля скорости, сопровождающейся изменением ориентации осей изотак**. Отсылая за деталями к специальным исследованиям по аэродинамике струйных течений, обратимся непосредственно к приближенному расчету трехмерного газового факела.

Расчет трехмерных струй сопряжен со значительными трудностями. Они связаны с незамкнутостью системы уравнений пограничного слоя, включающей два уравнения для определения трех компонент вектора скорости, и с недостаточной изученностью микроструктуры течения. Последнее затрудняет при-

* Речь идет о поле средней скорости.

** Аналогичное явление наблюдается в асимметричных струях и в трехмерных следах [70, 78].

ложение полуэмпирических методов к расчету трехмерных струй. Следует отметить, что удовлетворительное решение задачи этими методами, по-видимому, может быть получено лишь для дальней области струи, где движение близко к осесимметричному.

Учитывая, что аэродинамика факела и его устойчивость в значительной степени определяются структурой течения в неавтономной области — зоне формирования и стабилизации факела, — используем, как и ранее, для описания трехмерных пламен метод эквивалентной задачи теории теплопроводности.

Не рассматривая всего многообразия возможных типов трехмерных пламен, ограничимся обсуждением результатов, относящихся к диффузионным факелам, образующимся при истечении топлива из сопла прямоугольной формы.

В рамках метода эквивалентной задачи теории теплопроводности расчет турбулентного диффузионного факела, истекающего из сопла прямоугольной формы, сводится к интегрированию следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{\xi}_u} = \frac{\partial^2 \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{z}^2}, \quad (4-46)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{\xi}_c} = \frac{\partial^2 \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{z}^2},$$

где $\overline{\rho u^2} = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$, $\overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = \frac{\rho u \Delta \tilde{c}}{\rho_0 u_0 \Delta \tilde{c}_0}$; $\bar{\xi}_i = \frac{\xi_i}{a^2}$, $\bar{y} = \frac{y}{a}$, $\bar{z} = \frac{z}{a}$,

а и b соответственно большая и малая сторона сопла.

Граничные условия, отвечающие рассматриваемой задаче, имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \overline{\rho u^2} &= 1, & \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} &= 1 & \text{при } \bar{y} < 1, & \bar{z} \leq \varepsilon \\ \overline{\rho u^2} &= 0, & \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} &= 0 & \text{при } \bar{y} > 1, & \bar{z} > \varepsilon \end{aligned} \right\} \text{при } \bar{\xi} = 0,$$

$$\left. \begin{aligned} \overline{\rho u^2} &\rightarrow 0, & \overline{\rho u \Delta \tilde{c}} &\rightarrow 0 & \text{при } \bar{y} \rightarrow \infty, & \bar{z} \rightarrow \infty \\ \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{y}} &= \frac{\partial \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{y}} = 0, & \frac{\partial \overline{\rho u^2}}{\partial \bar{z}} &= \frac{\partial \overline{\rho u \Delta \tilde{c}}}{\partial \bar{z}} = 0 & \text{при } \bar{y} = 0, & \bar{z} = 0 \end{aligned} \right\} \text{при } \bar{\xi} > 0,$$

где $\varepsilon = \frac{b}{a}$.

Решение системы уравнений (4-46) имеет вид:

$$L_i(\bar{\xi}_i, \bar{y}, \bar{z}) = \frac{1}{4} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\bar{y}+1}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\bar{y}-1}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}} \right) \right] \times \\ \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\bar{z}+\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\bar{z}-\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}} \right) \right], \quad (4-47)$$

где L_i и $\bar{\xi}_i$ соответственно $\overline{\rho u^2}$, $\overline{\rho u \Delta c}$ и $\bar{\xi}_u$, $\bar{\xi}_c$.

Для определения профилей характерных величин используем обобщенную схему расчета диффузионного факела (см. гл. 2). В результате получим следующие выражения, описывающие распределение скорости, температуры и концентраций в трехмерном факеле:

для внутренней области

$$\frac{u}{u_0} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z}); \\ \frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\bar{\xi}_u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z})} - 1 \right]; \\ \frac{c_1}{c_{10}} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\bar{\xi}_u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z})} - 1 \right]; \\ \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 \left[\frac{\vartheta + (\beta - 1)(\theta - 1)}{\beta - 1} \right] \left\{ \frac{L\left(\frac{\bar{\xi}_u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z})} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{L^2\left(\frac{\bar{\xi}_u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z})} + 4 \frac{[\vartheta + \theta(\beta - 1)](\beta - 1)}{[\vartheta + (\beta - 1)(\theta - 1)]^2}} \right\};$$

для внешней области

$$\frac{u}{u_0} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z}); \\ \frac{T - T_\infty}{T_\Phi - T_\infty} = \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\bar{\xi}_u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z})}; \\ \frac{c_2}{c_{2\infty}} = 1 - \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{L\left(\frac{\bar{\xi}_u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L^{0.5}(\bar{\xi}_u, \bar{y}, \bar{z})};$$

$$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} = 0,5 [\vartheta + (\vartheta - 1)] \left\{ \frac{L\left(\frac{\bar{\xi}u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L^{0,5}(\bar{\xi}u, \bar{y}, \bar{z})} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{L^2\left(\frac{\bar{\xi}u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)}{L(\bar{\xi}u, \bar{y}, \bar{z})} + 4 \frac{\theta}{[\vartheta + (\vartheta - 1)]^2}} \right\}.$$

Здесь $L(\bar{\xi}_i, \bar{y}, \bar{z})$ и $L\left(\frac{\bar{\xi}u}{\sigma}, \bar{y}, \bar{z}\right)$ определяются выражениями (4-7, 4-8). При расчете профилей, расположенных в плоскостях, проходящих через ось симметрии факела параллельно боковым сторонам сопла (плоскости ξy и ξz), выражение для $L_i(\bar{\xi}_i, \bar{y}, \bar{z})$ принимает вид:

$$L_i(\bar{\xi}_i, \bar{z}) = \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\bar{y}+1}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{y}-1}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}}\right) \right]; \quad (4-48)$$

$$L_i(\bar{\xi}_i, \bar{z}) = \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\bar{z}+\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{z}-\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\xi}_i}}\right) \right]. \quad (4-49)$$

Определим координаты фронта пламени. Для этого используем обобщенное соотношение (4-11) и выражения (4-48—4-49), определяющие вид функции $L(\bar{\xi}_i, \bar{y}, \bar{z})$.

В результате получим следующее выражение для определения координат фронта пламени:

$$\left\{ \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\bar{y}_\Phi+1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{y}_\Phi-1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}}}\right) \right] \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\bar{z}_\Phi+1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}}}\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{z}_\Phi-1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}}}\right) \right] \right\}^{0,5} \\ \frac{\left[\operatorname{erf}\left(\frac{\bar{y}_\Phi+1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}/\sigma}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{y}_\Phi-1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}/\sigma}}\right) \right] \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\bar{z}_\Phi+1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}/\sigma}}\right) - \right. \\ \left. - \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{z}_\Phi-1}{2\sqrt{\bar{\xi}_{u\Phi}/\sigma}}\right) \right]}{2} = \frac{\beta \sqrt{\omega}}{2}. \quad (4-50)$$

Положив в уравнении (4-50) $\bar{y}_\Phi=0$, $\bar{z}_\Phi=0$, получим соотношение для определения длины факела:

$$\left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\bar{\xi}_l}}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\bar{\xi}_l}}\right) \right\}^{0,5} \times \\ \times \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{\bar{\xi}_l/\sigma}}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{\varepsilon}{2\sqrt{\bar{\xi}_l/\sigma}}\right) \right\}^{-1} = \beta \sqrt{\omega}. \quad (4-51)$$

В факеле, истекающем из сопла прямоугольной формы, зависимость $\sqrt{\xi_l} = f(\beta \sqrt{\omega})$ различна для разных значений параметра ϵ . При прочих равных условиях наибольшее значение $\sqrt{\xi_l}$ (наибольшая длина факела) соответствует плоскому факелу ($\epsilon \rightarrow \infty$), а наименьшее — факелу, истекающему из прямоугольного сопла с одинаковыми сторонами ($\epsilon = 1$). Этот результат отражает различие суммарной интенсивности смешения (минимальной для плоского и максимальной для факела, истекающего из квадратного сопла) в струях с различной геометрией.

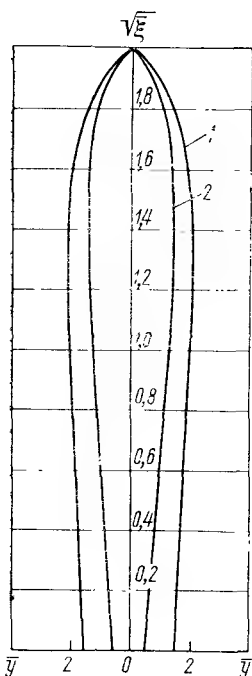


Рис. 4-13. Конфигурация трехмерного факела ($\epsilon = 3$)

1 — плоскость xz , 2 — плоскость xy

Для расчета горения компонентов с большими стехиометрическими соотношениями (углеводороды, водород) может быть использована приближенная формула для длины факела:

$$\sqrt{\xi_l} \approx \frac{\beta \sqrt{\omega} \sigma}{\sqrt{\pi}} \epsilon^{0.5}. \quad (4-52)$$

На рис. 4-13 приведены некоторые результаты расчета трехмерного газового факела. Эти данные дают наглядное представление о форме факела в плоскостях xy и xz .

4-5. СОСТАВНОЙ ФАКЕЛ

Развитый метод расчета трехмерного факела может быть использован для исследования пространственного распределения скорости температуры и концентраций в более сложных типах турбулентных пламен и, в частности, в пламенах, образующихся при горении газообразного топлива в системе турбулентных струй. Формально схема расчета такого факела аналогична изложенной выше. Однако принципиальная возможность применения развитого метода к расчету системы взаимодействующих пламен нуждается в специальном рассмотрении. В данном случае речь идет не только о разработке той или иной схемы расчета, но и о сопоставлении результатов теоретического решения и целенаправленного эксперимента, а также об определении на этой основе области приложения метода расчета и опорных данных, необходимых для его проведения. Недостаточная изученность взаимодействия турбулентных струй и факелов

лов не позволяет на данном этапе полностью решить указанную задачу. Вместе с тем известные результаты, относящиеся к рассматриваемым типам струйных течений, свидетельствуют о перспективности последовательного приложения аэродинамической теории к расчету сложных турбулентных пламен [4, 12, 63].

Как показывают измерения, в поле течения составной струи можно выделить четыре участка, отличающиеся характером распределения средней скорости. На первом из них, расположенном в окрестности плоскости среза сопел, профили скорости имеют следующий вид. Вблизи оси симметрии (зоне, ограниченной внешними границами элементарных струй) продольная составляющая средней скорости практически равна нулю. В пределах элементарных струй распределение $\langle u \rangle$ аналогично распределению средней скорости в затопленных струях.

В результате слияния пограничных слоев элементарных струй формируется единый профиль скорости с типичным для составных струй провалом вблизи оси. При удалении (по потоку) от точки слияния пограничных слоев провал на профилях $\langle u \rangle$ вырождается. В конце второго участка распределение средней скорости приобретает характерный для свободных турбулентных струй вид с максимумом $\langle u \rangle$ на оси и монотонным уменьшением к периферии.

Третий участок — участок трансформации трехмерного струйного движения в двухмерное осесимметричное. В конце третьего участка профили скорости приобретают вид, отвечающий автомодельному струйному движению. И, наконец, четвертый участок представляет собой область двухмерного (в среднем) автомодельного течения. В этой зоне составная струя полностью вырождается в осесимметричную. Это отчетливо видно из рис. 4-14, на котором для трех значений отношения $\frac{r}{R}$ приве-

дены в виде серии изотак данные о распределении скорости в ряде поперечных сечений струи. Данные измерений показывают, что на значительном удалении от устья течения (различном для разных значений отношения $\frac{r}{R}$) изотакхи имеют вид окружностей. Последнее свидетельствует о перестройке трехмерного поля средней скорости в двухмерное, отвечающее осесимметричному струйному движению.

Отмеченные особенности аэродинамики составных струй отражают зависимость условных границ струи от продольной координаты (нелинейность границ в пределах первого и второго участков), искривление линии максимальной скорости (первый участок), характер изменения средней скорости вдоль оси течения и т. д.

На рис. 4-15 для двух значений параметра $N = \frac{r^2}{R^2} n$, соответствующих различным типам компоновок сопел (четыре и

шесть сопел в блоке), проведено сопоставление опытных и расчетных (по методу эквивалентной задачи теории теплопроводности) данных о распределении средней скорости в поле течения составной струи. Из графика видно, что в исследованном

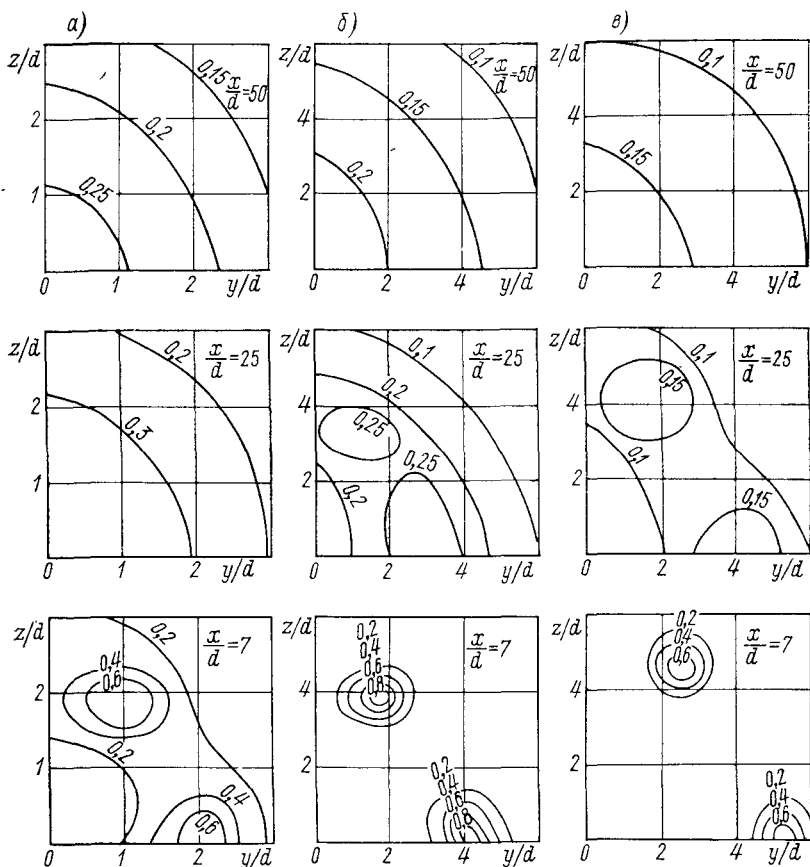


Рис. 4-14. Распределение скорости в поперечных сечениях составной турбулентной струи: а — $r/R=0,106$; б — $r/R=0,0348$; в — $r/R=0,02$

диапазоне изменения параметра N соответствие расчетных и опытных данных может быть признано удовлетворительным.

Рассмотрим закономерности развития факела, образующегося при истечении топлива из системы осесимметричных сопел, расположенных равномерно вдоль некоторой окружности радиуса R , в неподвижный окислитель (рис. 4-16) [50]. При расчете будем полагать, что в сложном турбулентном факеле

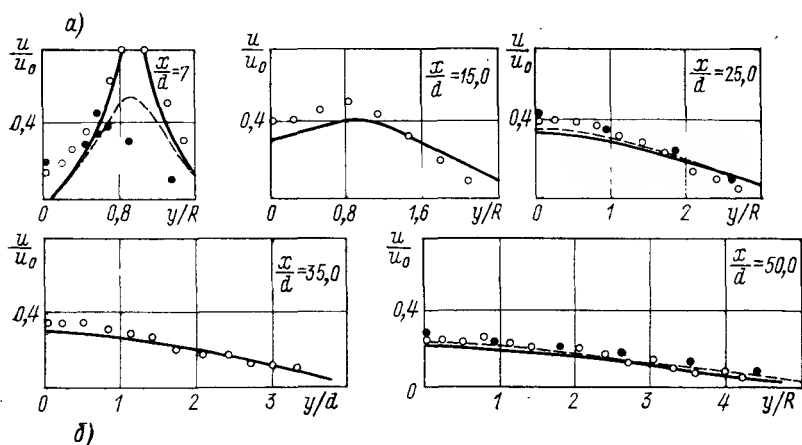


Рис. 4-15. Сопоставление опытных и расчетных данных о распределении скорости в составной турбулентной струе: а — $n=4$, $R=16$, $N=0,391$; б — $n=4$, $R=45$, $N=0,0495$

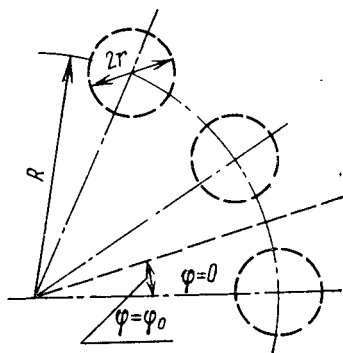


Рис. 4-16. Схема расположения сопел

распределение плотности потока импульса сохраняется таким же, как в идентичной струе инертного газа. Примем, как и ранее, что турбулентное число Льюиса равно единице, а молекулярные массы исходных компонент и продуктов реакции одинаковы.

Для расчета поля течения используем метод эквивалентной задачи теории теплопроводности, согласно которому распределение ρu^2 и $\rho u \Delta \tilde{c}$ в факеле описывается следующей системой уравнений*:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho u^2}{\partial \xi_u} &= \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \rho u^2}{\partial y} \right) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial^2 \rho u^2}{\partial \varphi^2}, \\ \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial \xi_c} &= \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial y} \right) + \frac{1}{y^2} \frac{\partial^2 \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial \varphi^2}, \end{aligned} \right\} \quad (4-53)$$

где ξ , y , φ — соответственно продольная, радиальная и угловая координаты.

Решение задачи о распределении плотности потока импульса и потока приведенной концентрации в системе струй конечного размера может быть получено путем суперпозиции решений, относящихся к распространению одиночной струи, истекающей из сопла заданного диаметра. Такой расчет хотя и не сопряжен с трудностями принципиального характера, требует проведения весьма громоздких вычислений. Поэтому при исследовании характера развития составного факела ограничимся рассмотрением движения на значительном удалении от сопла, когда каждую из элементарных струй можно считать струей-источником. В этом случае граничные условия, с учетом которых следует интегрировать систему уравнений (4-53), имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho u^2}{\partial \varphi} &= 0, \quad \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial \varphi} = 0 && \text{при } \varphi = 0, \quad \varphi = \varphi_0 \\ \frac{\partial \rho u^2}{\partial y} &= 0, \quad \frac{\partial \rho u \Delta \tilde{c}}{\partial y} = 0 && \text{при } y = 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{при } \xi > 0;$$

$$\left. \begin{aligned} \rho u^2 &= y^{-1} \delta(y-1) \delta(\varphi) \\ \rho u \Delta \tilde{c} &= y^{-1} \delta(y-1) \delta(\varphi) \end{aligned} \right\} \quad \text{при } \xi = 0,$$

где δ — функция Дирака.

* Система (4-53) записана для безразмерных величин $\overline{\rho u^2} = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$,

$\overline{\rho u \Delta \tilde{c}} = \frac{\rho u \Delta \tilde{c}}{\rho_0 u_0 \Delta \tilde{c}_0}$, $\bar{\xi} = \xi/R^2$, $\bar{y} = y/R$, черточки над безразмерными величинами опущены.

Решение системы уравнений (4-53) имеет вид [18]:

$$L_i(\xi_i, y, \varphi) = \frac{N}{4\xi_i} \left[I_0\left(\frac{y}{2\xi_i}\right) + 2 \sum_{v=1}^{\infty} \cos v n \varphi I_{vn}\left(\frac{y}{2\xi_i}\right) \right] \times \\ \times \exp \left[\frac{-(1+y^2)}{4\xi_i} \right],$$

где $L_i(\xi, y, \varphi)$ равно ρu^2 или $\rho u \Delta c$, $N = n \frac{r^2}{R^2}$ — параметр заполнения, n — число струй в блоке.

Распределение плотности потока импульса и $\rho u \Delta c$ определяет поле скорости, температуры и концентраций. Соответствующие выражения для расчета профилей u , T и c совпадают с приведенными в табл. 4-1*. Не останавливаясь на деталях расчета структуры течения, рассмотрим особенности развития составного факела. С этой целью определим координаты точек пересечения оси факела фронтом пламени. Учитывая, что оси течения отвечает значение $y=0$, $\varphi=0$, а фронту пламени равенство нулю концентраций реагентов, получим следующее соотношение:

$$L^{0,5}(\xi_m) = \beta \sqrt{\omega} L\left(\frac{\xi_m}{\sigma}\right), \quad (4-54)$$

где ξ_m — координата точек пересечения оси фронтом пламени.

Положив $y=0$, $\varphi=0$ в $L(\xi, y, \varphi)$, будем иметь:

$$L_i(\xi_i) = \frac{N}{4\xi_i} \exp\left(-\frac{1}{4\xi_i}\right). \quad (4-55)$$

Из соотношений (4-54) и (4-55) получим уравнение для определения координат точек, в которых фронт пламени пересекает ось:

$$\sqrt{\xi_m} \exp\left(\frac{\sigma - 0,5}{4\xi_m}\right) = \frac{\sigma \beta \sqrt{\omega}}{2} n^{0,5} \frac{r}{R} = B. \quad (4-56)$$

На рис. 4-17 показана зависимость $x_{mi} = \text{const} \sqrt{\xi_i}^{**}$ от приведенного стехиометрического комплекса $B = \frac{\sigma \beta \sqrt{\omega}}{2} n^{0,5} \frac{r}{R}$. Из графика видно, что в некоторой области изменения данного комплекса одному и тому же значению B отвечают два значе-

* При расчете составного факела значение операторов L_i следует определять по формуле (4-53).

** Так как в диффузионных пламенах зависимость $\sqrt{\xi}(x)$ близка к линейной, то $\sqrt{\xi_i} = k x_{mi}$, x_{mi} — координата точек пересечения в плоскости переменных x, y, φ , $k = \text{const}$.

ния x_{mi} (или $V\bar{\xi}_{mi}$). Это свидетельствует о том, что фронт пламени пересекает ось факела в двух точках. С физической стороны этот результат является естественным. Действительно, в составном факеле в зависимости от отношения $\frac{r}{R}$ (а также значений β , ω и т. д.) могут реализоваться три различных режима горения. Малым значениям $\frac{r}{R}$, отвечающим большим удалениям

сопел от оси горелки, соответствует разомкнутый режим, характеризующийся весьма слабым взаимодействием элементарных

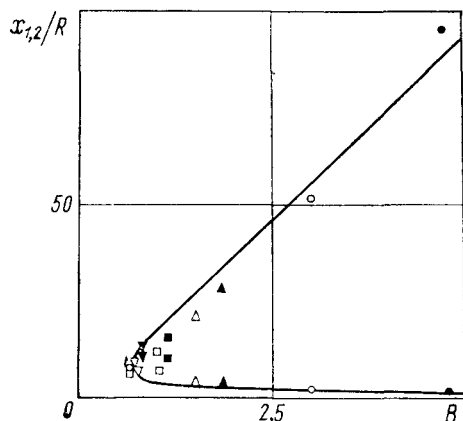


Рис. 4-17. Зависимость $x_{12}/R=f(B)$
кривая — расчетные данные

факелов и отсутствием единого фронта пламени. Сближение сопел (рост параметра B) сопровождается усилением взаимного влияния элементарных пламен и образованием при некотором предельном значении $B_{пр} = \left(\frac{\sigma-0,5}{2}\right) \exp\left(\frac{1}{2}\right)$ единого фронта пламени. В области значений $B > B_{пр}$ фронт пламени представляет собой поверхность весьма сложной формы, которая пересекает ось факела в двух точках.

Следует отметить, что в составном факеле точка пересечения оси течения фронтом пламени не характеризует его длины. Последняя может быть найдена из следующего соотношения:

$$V\bar{\xi}_l \exp\left(\frac{\sigma-0,5}{2\xi_l}\right) \frac{\left[I_0\left(\frac{1}{\xi_l}\right) + 2 \sum_{v=1}^{\infty} I_{vn}\left(\frac{1}{2\xi_l}\right)\right]^{0,5}}{\left[I_0\left(\frac{\sigma}{2\xi_l}\right) + 2 \sum_{v=1}^{\infty} I_{vn}\left(\frac{\sigma}{2\xi_l}\right)\right]} = \frac{\sigma\beta V\bar{\omega}}{2} \frac{r}{R} V\bar{n}. \quad (4-57)$$

При $V\bar{\xi}_l > 1$ уравнение (4-57) можно записать в виде:

$$V\bar{\xi}_l \left(1 + \frac{\sigma-0,5}{2\xi_l}\right) \left[1 + \left(\frac{1}{4\xi_l}\right)^2\right]^{0,5} \times \left[1 + \left(\frac{\sigma}{4\xi_l}\right)^2\right]^{-1} = \frac{\sigma\beta V\bar{\omega}}{2} \frac{r}{R} V\bar{n}. \quad (4-58)$$

При $B > 1$ зависимость $\sqrt{\xi_l} = f(\beta)$ близка к линейной $\frac{\sqrt{\xi_l}}{R} \approx B$. Учитывая это, а также зависимость $\sqrt{\xi_l} = f(\sigma, \beta \sqrt{\omega})$ в элементарном факеле $\frac{\sqrt{\xi_l}}{r} = \frac{\sigma \beta \sqrt{\omega}}{2}$ [см. (4-45)], получим следующее соотношение, связывающее длину составного (при $B > 1$) и элементарного факелов:

$$\frac{l_{ф.с}}{l_{ф.э}} = \sqrt{n}, \quad (4-59)$$

где $l_{ф.с}$, $l_{ф.э}$ — соответственно длина составного и элементарного факелов.

Соотношение (4-59) отражает в сущности линейную зависимость длины турбулентного факела от диаметра сопла. Действительно, при плотной компоновке (при больших значениях $\frac{r}{R}$) эквивалентный диаметр составного сопла можно принять равным $d_c \sim \sqrt{f_c} \sim d \sqrt{n}$ (где f_c — площадь составного сопла). Соответственно этому $l_{ф.с}$ можно считать пропорциональной $d \sqrt{n}$. Отсюда, учитывая, что $l_{ф.э} \sim d$, следует, что $\frac{l_{ф.с}}{l_{ф.э}} \sim \sqrt{n}$.

Таким образом, соотношение (4-59) отвечает предельно плотной компоновке и, естественно, не учитывает сложную конфигурацию составного факела. Это упрощение, а также принятая в расчете независимость значений эмпирических постоянных от отношения $\frac{r}{R}$ приводит к завышению расчетных результатов. Поэтому соотношение (4-59) может быть использовано лишь для оценки длины составного факела.

Приведем также соотношения для определения изменения характерных величин вдоль оси факела. Распределение осевой скорости во всей области течения $0 < \xi < \infty$ может быть найдено из соотношения:

$$\frac{u_m}{u_0} = \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho_0}} \frac{r}{R} \sqrt{n} \exp\left(-\frac{1}{8\xi_u}\right), \quad (4-60)$$

что касается распределения температуры, то в области, ограниченной фронтом пламени ($0 < \xi < \xi_l$), оно описывается соотношениями:

$$\frac{T_m - T_\phi}{T_0 - T_\phi} = \frac{1}{\beta - 1} \left[\beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_m}} n^{0.5} \frac{r}{R} \exp\left(-\frac{\sigma - 0.5}{4\xi_u}\right) - 1 \right]; \quad (4-61)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_m}} = 0.5 \frac{\beta(\omega - 1)}{\beta - 1} \left\{ n^{0.5} \frac{r}{R} \exp\left(-\frac{\sigma - 0.5}{4\xi_u}\right) + \right. \\ \left. + \sqrt{n \frac{r^2}{R^2} \exp\left(-\frac{\sigma - 0.5}{2\xi_u}\right) + 4 \frac{(\beta\omega - 1)(\beta - 1)}{\beta^2(\omega - 1)^2}} \right\}, \quad (4-62) \end{aligned}$$

а вне ее ($\xi_l < \xi < \infty$) соотношением:

$$\frac{T_m - T_\infty}{T_\Phi - T_\infty} = \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_m}} n^{0,5} \frac{r}{R} \exp\left(-\frac{\sigma - 0,5}{4\xi_u}\right). \quad (4-63)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_m}} = 0,5 \frac{\omega}{\omega_1} (\omega_1 - 1) \beta \left\{ n^{0,5} \frac{r}{2R} \exp\left(-\frac{\sigma - 0,5}{4\xi_u}\right) + \right. \\ \left. + \sqrt{n \frac{r^2}{R^2} \exp\left(-\frac{\sigma - 0,5}{2\xi_u}\right) + 4 \frac{\omega_1}{(\omega_1 - 1)^2 \beta^2 \omega}} \right\}. \quad (4-64) \end{aligned}$$

Из соотношений (4-60—4-64) видно, в частности, что при прочих равных условиях распределение скорости и температуры вдоль оси составного факела определяется только параметром N .

В заключение рассмотрим некоторые данные экспериментального исследования структуры составного факела и сопоставим результаты расчета и опыта.

Экспериментальное исследование аэродинамики составного факела проводилось на установке, которая представляла собой многосопловую прямоструйную горелку с регулируемым расстоянием между осью и центрами сопел. Корпус горелки выполнен в виде массивного диска, в котором имеется ряд отверстий для установки сопел. Конструкция корпуса позволяла изменять расстояние от оси до центра сопел (для четырех- и шестисопловой компоновки) в пределах, обеспечивающих изменение параметра N от 0,0013 до 0,16. Факел стабилизировался с помощью системы дежурных пламен, организованных у среза каждого сопла. Такая система стабилизации обеспечивала устойчивое горение неподогретого газа (пропана) при скоростях истечения порядка 30 м/с.

На рис. 4-18 приведен ряд фотографий составного турбулентного факела при различных значениях параметра заполнения N . Эти фотографии дают представление об изменении длины и формы факела в зависимости от расстояния между соплами. Они показывают, в частности, что рост плотности компоновки — уменьшение радиуса окружности, на которой расположены сопла, сопровождается значительным увеличением длины факела. Последнее объясняется уменьшением суммарной интенсивности смешения (уменьшением поверхности смешения) при сближении элементарных пламен и переходе от разомкнутого к сомкнутому режиму горения.

Данные о зависимости длины составного факела от комплекса B для четырех- и шестисопловой компоновки приведены на рис. 4-19. Здесь же нанесена расчетная [по уравнению (4-57)] зависимость $l_\Phi/r = f(B)$. Из графика видно, что в исследованном интервале изменения параметра B ($0,05 < B < 5,5$) безразмерная

длина факела l_{Φ}/R является линейной функцией параметров заполнения.

На рис. 4-20 для двух значений параметра N , отвечающих сомкнутому и разомкнутому режимам горения, приведены данные

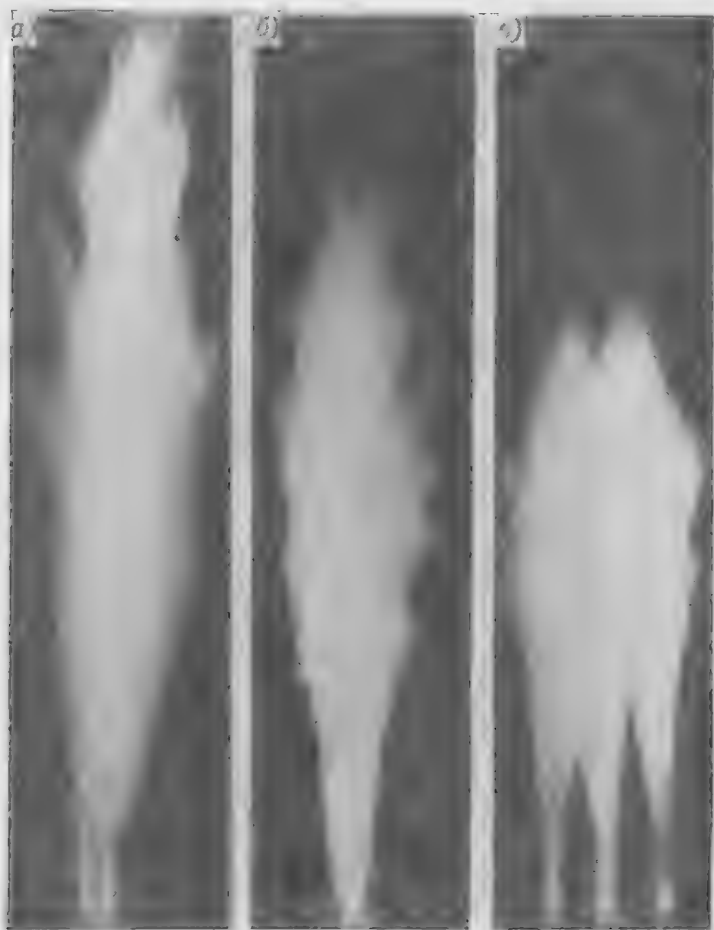


Рис. 4-18. Фотографии составного диффузионного факела:
а — $N=0,16$, б — $N=0,008$. в — $N=0,0013$

измерений температуры в составном факеле. На графике показаны также изотермы в ряде сечений, расположенных на различном удалении от плоскости среза сопел и перпендикулярных оси факела. Из графика видно, что при разомкнутом режиме элементарные фронты пламени сохраняют свою индивидуальность на всем протяжении факела, а при сомкнутом — лишь вблизи устья течения. В последнем случае на некотором удале-

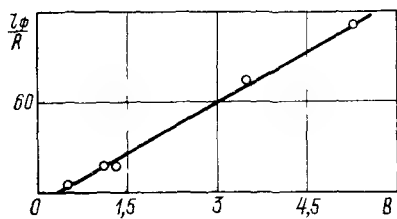


Рис. 4-19. Зависимость $\frac{l_\phi}{R} = f(B)$

Кривая — расчетные данные

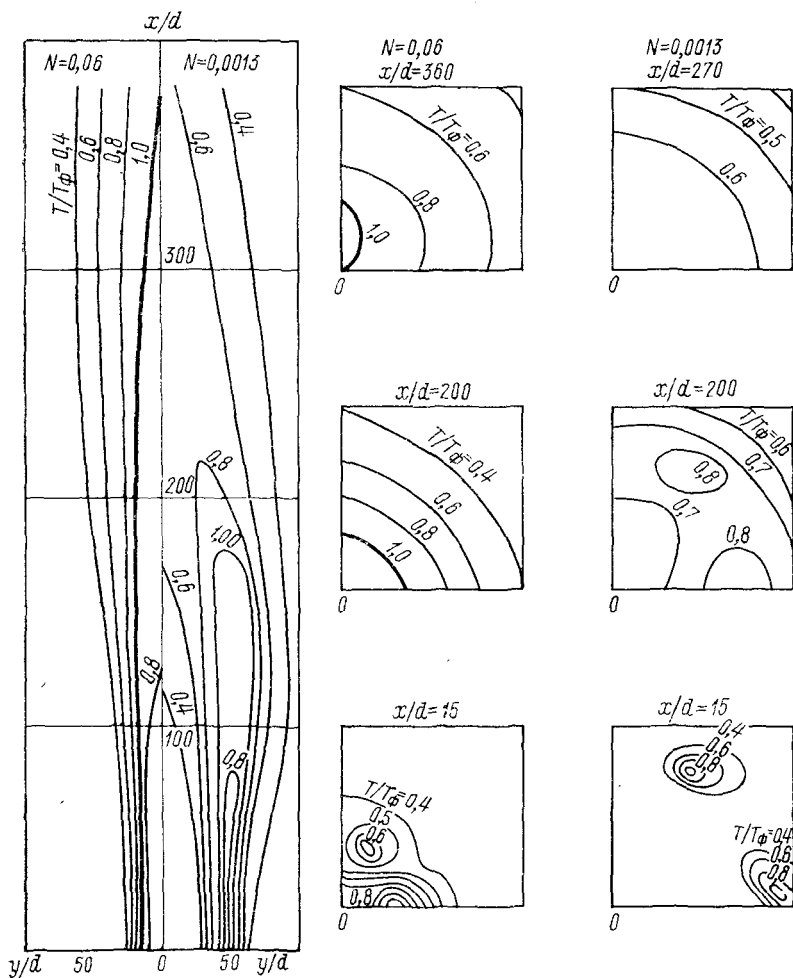


Рис. 4-20. Распределение температуры в составном турбулентном диффузионном факеле

нии от среза сопла происходит смыкание элементарных пламен и образование единого фронта пламени.

Некоторые данные о зависимости положения точек пересечения оси факела фронтом пламени от параметра B приведены на рис. 4-17 [кривая на графике соответствует расчету по урав-

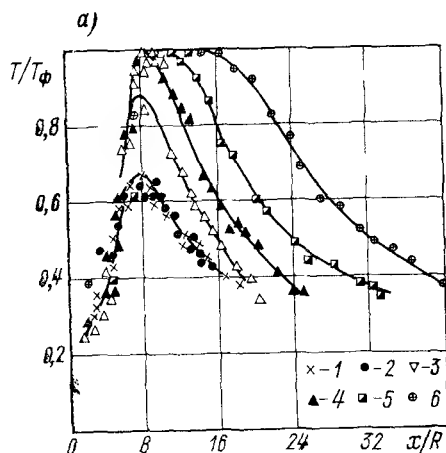
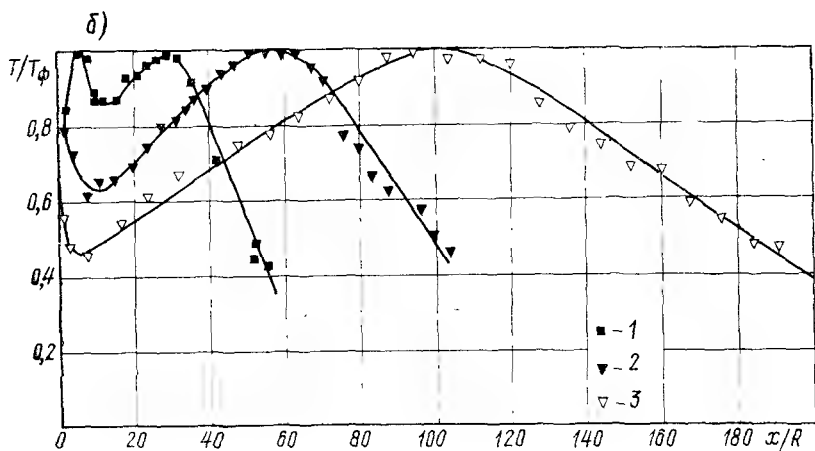


Рис. 4-21. Распределение температуры вдоль оси составного диффузионного факела: а — разомкнутый режим

1 — $N=0,0013$, 2 — $N=0,0013$, 3 — $N=0,0024$, 4 — $N=0,0037$, 5 — $N=0,0045$, 6 — $N=0,008$

б — сомкнутый режим

1 — $N=0,015$, 2 — $N=0,06$, 3 — $N=0,16$



нению (4-56)]. Они полностью согласуются с приведенными выше качественными соображениями о возможных режимах горения составного факела и удовлетворительно совпадают с расчетом.

На рис. 4-21, а показано распределение температуры вдоль оси составного факела при изменении параметра N от 0,0013 до 0,008. Этой области значений N отвечает разомкнутый режим, для которого характерно наличие одного максимума температуры

на оси. Кривая $\frac{T_m}{T_{\max}} = f\left(\frac{x}{R}\right)$, соответствующая значению $N = 0,008$, является граничной, разделяющей области разомкнутого и сомкнутого режимов. По мере увеличения параметра N — уменьшения расстояния между осями элементарных факелов — значение максимума температуры на оси возрастает. Предельному значению $\frac{T_m}{T_{\max}} = 1$ отвечает та точка на оси, в которой происходит слияние элементарных факелов. В серии кривых $\frac{T_m}{T_{\max}} = f\left(\frac{r}{R}\right)$, приведенной на рис. 4-21, а, имеются две кривые, для которых при различном числе элементарных факелов в блоке и различном расстоянии между ними параметр N не меняется. Из графика видно, что данные, относящиеся к одинаковым значениям N , но различным R и n , группируются вблизи единой кривой. Это подтверждает сделанный ранее вывод об определяющей роли параметра заполнения.

Данные об изменении температуры вдоль оси составного факела при сомкнутом режиме горения приведены на рис. 4-21, б. Из графика видно, что в этом случае распределение температуры заметно отличается от распределения при разомкнутом режиме. Для зависимости $\frac{T_m}{T_{\max}} = f\left(\frac{x}{R}\right)$ характерно наличие двух максимумов, соответствующих точкам пересечения оси фронтом пламени, и минимума, соответствующего внутренней области факела. При увеличении параметра N первый (левый) максимум смещается к соплу, а второй — к вершине факела.

На рис. 4-22 для ряда значений параметра N сопоставлены экспериментальные и расчетные данные об изменении температуры вдоль оси составного факела.* Из графика видно, что соответствие опытных и расчетных результатов при $N \leq 0,02$ может быть признано удовлетворительным. При $N > 0,02$ расхождение данных, относящихся к начальному и переходному участкам, заметно возрастает. Аналогичная картина наблюдается и при сопоставлении данных о распределении температуры в поперечных сечениях составного факела. Некоторое улучшение сходимости расчета и эксперимента может быть достигнуто при учете изменения молекулярной массы, теплоемкости и т. д. Однако такое уточнение не может привести к существенному изменению результатов в начальном участке, где погрешность приближенного решения, связанная с пренебрежением конечным размером сопел, резко возрастает.** Кроме того, в окрестности

* Расчет проведен при следующих значениях эмпирических постоянных: $\sigma = 0,75$, $c = 0,055$.

** Анализ структуры составного факела с учетом конечного размера сопел не связан с трудностями принципиального характера. Однако расчетные соотношения в этом случае оказываются весьма громоздкими и трудно обобщимыми.

сопла принятое в расчете допущение об изобарности течения является, по-видимому, весьма грубым.

Остановимся вкратце еще на одном типе составного факела — диффузионном факеле, образованном системой газовых струй, расположенных равномерно вдоль некоторой прямой. Закономерности развития такого факела в значительной степени аналогичны закономерностям развития рассмотренного выше факела. В обоих случаях в зависимости от расстояния между соплами реализуется либо сомкнутый, либо разомкнутый режим.

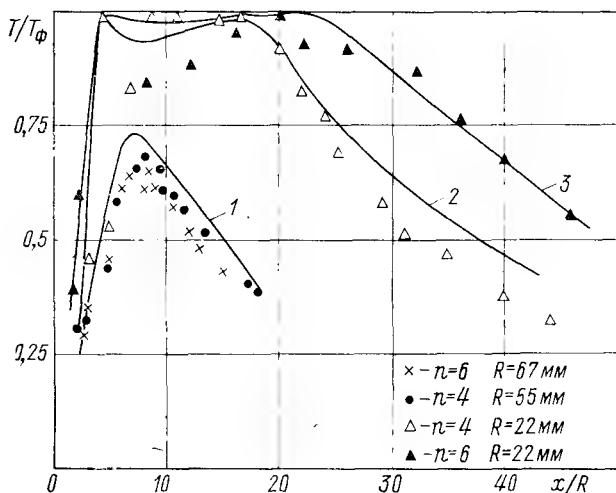


Рис. 4-22. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных о распределении температуры вдоль оси составного турбулентного факела
1 — $N=0,0013$, 2 — $N=0,008$, 3 — $N=0,015$

Для расчета профилей характерных величин, длины и формы факела можно воспользоваться обобщенными соотношениями. При этом значения функции $L(\xi, y)$ могут быть найдены путем суперпозиции решений, описывающих распределение плотности потока импульса в струе-источнике или струе конечного размера.

В целом схема расчета такого факела идентична рассмотренной выше. Что касается экспериментальных данных по аэродинамике таких пламен, то они крайне ограничены. Некоторые результаты, характеризующие развитие факела при изменении расстояния между соплами, приведены на рис. 4-23. Они показывают, что основные характеристики факела существенно зависят от отношения $\frac{r}{R}$.

Приведенные примеры, естественно, не исчерпывают возможностей приложения развитой выше схемы к расчету аэродинамики сложных видов турбулентных газовых пламен. Упомянем в связи с этим успешные попытки применения метода эквивалентной задачи теории теплопроводности к расчету прямоструй-

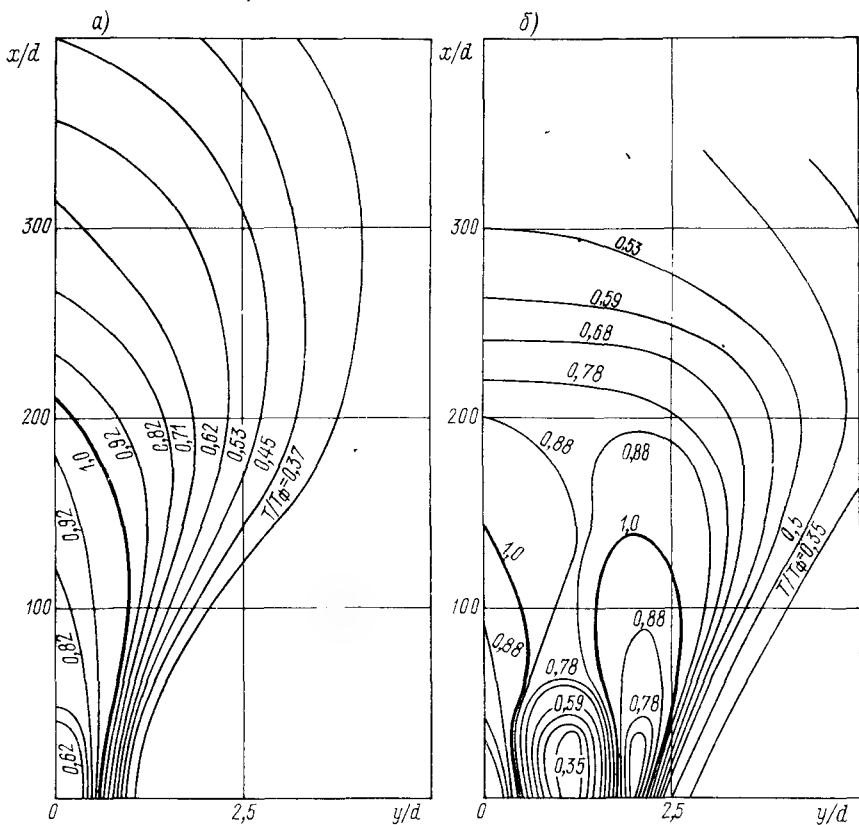


Рис. 4-23. Распределение температуры в составном (фронтальном, $n=3$) факеле: a — сомкнутый режим, b — разомкнутый режим

ного факела при наличии продольного градиента давления [41], а также закрученного турбулентного факела [9, 76, 83]. Некоторые результаты, относящиеся к диффузионному горению в сложных струйных течениях, содержатся в работах [4, 12, 20, 72]. В частности, в работе [12] на основе метода эквивалентной задачи теории теплопроводности разработан приближенный расчет горения неперемешанных газов в системе последовательно чередующихся плоских турбулентных струй топлива и окислителя.

Инженерный расчет факела

5.1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Конкретизируем полученные в предыдущей главе результаты на примере расчета аэродинамики затопленного и спутного турбулентных диффузионных факелов. С этой целью приведем основные соотношения и таблицы и изложим последовательность инженерного расчета факела.

Инженерный расчет диффузионного факела включает в себя определение длины и формы пламени, а также профилей скорости, температуры и концентрации во всем поле течения. Для определения этих величин необходимо предварительно найти значение стехиометрического коэффициента реакции Ω , параметров β , ω , ω_1 , m и температуры горения T_{ϕ} . Соответствующие формулы для расчета этих величин приведены в табл. 5-1.

Таблица 5-1

β	ϑ	θ	T_{ϕ}	ω	ω_1	m
$1 + \frac{c_{10}}{c_{2\infty}} \Omega$	$\frac{qc_{10}}{c_p T_{10}}$	$\frac{T_{2\infty}}{T_{10}}$	$\frac{T_{10}}{\beta} [(1 + \vartheta) + \theta (\beta - 1)]$	$\frac{T_{\phi}}{T_{10}}$	$\frac{T_{\phi}}{T_{2\infty}}$	$\frac{u_{\infty}}{u_0}$

Стехиометрический коэффициент Ω определяется по уравнению химической реакции. Например, при горении окиси углерода в воздухе ($2CO + O_2 = 2CO_2$) стехиометрический коэффициент $\Omega = 0,57$, при горении метана ($CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O$) коэффициент $\Omega = 4,0$. Для углеводородных топлив C_xH_y значение Ω может быть найдено из соотношения:

$$\Omega = \frac{32x + 8y}{12x + y}. \quad (5-1)$$

Следует подчеркнуть, что под Ω подразумевается стехиометрическое соотношение, рассчитанное по кислороду, т. е. количество O_2 , необходимого для полного сгорания одного килограмма топлива. Это соотношение определяется только химическим составом топлива и не зависит от концентрации окислителя в окружающей среде.

Приведенная в табл. 5-1 формула для расчета температуры горения получена при допущении о полном сгорании реагентов и отсутствии потерь тепла излучением. Она дает несколько завышенные значения T_{ϕ} по сравнению с наблюдаемыми в эксперименте. Однако различие действительных и расчетных значений T_{ϕ} сравнительно невелико и может не учитываться в инженерном расчете.

Расчетная характеристика	Выражение	Область
$\sqrt{\xi_l/r_0}$	$\left[1 - \exp\left(-\frac{1}{4\xi_l}\right)\right]^{0.5} \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma}{4\xi_l}\right)\right] = \beta \sqrt{\bar{\omega}}$	—
$\sqrt{\xi_l/r_0}$	$0,5\beta\sigma \sqrt{\bar{\omega}}$	—
l_Φ/d_0	$4,7\beta \sqrt{\bar{\omega}}$	—
$P(\xi_{u\Phi}, y_\Phi)$	$\frac{P^{0.5}(\xi_{u\Phi}, y_\Phi)}{P(\xi_{u\Phi}/\sigma, y_\Phi)} = \beta \sqrt{\bar{\omega}}$	$0 < \xi < \xi_l$
$\rho u^2/\rho_0 u_0^2$	$P(\xi_u, y)$	$0 < y < \infty$
u/u_0	$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} P^{0.5}(\xi_u, y)$	$0 < y < \infty$
$\frac{c_1}{c_{10}} = \frac{T - T_\Phi}{T_0 - T_\Phi}$	$\frac{1}{\beta - 1} \left \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{P(\xi_u/\sigma, y)}{P^{0.5}(\xi_u, y)} - 1 \right $	$0 < y < y_\Phi$
$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = \frac{T - T_\Phi}{T_\infty - T_\Phi}$	$1 - \beta \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \frac{P(\xi_u/\sigma, y)}{P^{0.5}(\xi_u, y)}$	$y_\Phi < y < \infty$
$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}$	$0,5 \left[\frac{\vartheta + (\beta - 1)(\theta - 1)}{\beta - 1} \right] \left\{ -\frac{P(\xi_u/\sigma, y)}{P^{0.5}(\xi_u, y)} + \sqrt{\frac{P^2\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{P(\xi_u, y)} + 4 \frac{[\vartheta + \theta(\beta - 1)](\beta - 1)}{[\vartheta + (\beta - 1)(\alpha - 1)]^2}} \right\}$	$0 < y < y_\Phi$
$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}$	$0,5 [\vartheta - (\theta - 1)] \left\{ \frac{P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{P^{0.5}(\xi_u, y)} + \sqrt{\frac{P^2\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{P(\xi_u, y)} + 4 \frac{\theta}{[\vartheta - (\theta - 1)]^2}} \right\}$	$y_\Phi < y < \infty$

Расчетная характеристика	Выражение	Область
$\sqrt{\xi_l}/r_0$	$0,5 \left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m) \left[1 - \exp \left(-\frac{1}{4\xi_l} \right) \right]} \right] =$ $= \beta\omega \left[1 - \exp \left(-\frac{\sigma}{4\xi_l} \right) \right]$	—
$\sqrt{\xi_l}/r_0$	$\sigma\beta\sqrt{\omega} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0,5}$	—
$l_\Phi/l_{\Phi m=0}$	$\left(1 + \frac{m}{\beta\omega} \right) \left(1 - \frac{m}{\beta\omega} \right)^{-1} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0,5}$	—
$P(\xi_u\Phi, y\Phi)$	$\left[m + \sqrt{m^2 + 4\omega(1-m) P(\xi_u\Phi, y\Phi)} \right] = 2\omega\beta P\left(\frac{\xi_u\Phi}{\sigma}, y\Phi\right)$	$0 < \xi < \xi_l$
$\frac{\rho u(u - u_\infty)}{\rho_0 u_0(u_0 - u_\infty)}$	$P(\xi_u, y)$	$0 < y < \infty$
u/u_0	$0,5 \left[Z_1 + \sqrt{Z_1^2 + 4Z_2} \right]$	$0 < y < y_\Phi$
u/u_0	$0,5 \left[Z_3 + \sqrt{Z_3^2 + 4Z_4} \right]$	$y_\Phi < y < \infty$
Z_1	$m + P(\xi_u, y) \frac{(1-m)(1-\omega) \Phi_1(\xi_u, y)}{\Phi_2(\xi_u, y)(1-m) - \left[\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\Phi}{\sigma}, y\Phi\right) - m \right]}$	$0 < y < y_\Phi$

Расчетная характеристика	Выражение	Область
Z_2	$(1-m)P(\xi_u, y) \left\{ \omega - (1-\omega) \frac{m\Phi_1(\xi_u, y) + \left[\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m \right]}{\Phi_2(\xi_u, y)(1-m) - \left[\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m \right]} \right\}$	$0 < y < y_\phi$
Z_3	$m + \frac{\omega}{\omega_1} P(\xi_u, y) \Phi_1(\xi_u, y) \frac{(\omega_1 - 1)(1-m)}{\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m}$	$y_\phi < y < \infty$
Z_4	$P(\xi_u, y) \frac{\omega}{\omega_1} \left\{ 1 - \Phi_1(\xi_u, y) \frac{m(\omega_1 - 1)}{\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m} \right\}$	$y_\phi < y < \infty$
$\frac{c_1}{c_{10}} = \frac{T - T_\phi}{T_0 - T_\phi}$	$\frac{\Phi_1(\xi_u, y) \left(\frac{\mu}{u_0} - m \right) - \left[\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m \right]}{\Phi_2(\xi_u, y)(1-m) - \left[\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m \right]}$	$0 < y < y_\phi$
$\frac{c_2}{c_{2\infty}} = \frac{T_\phi - T}{T_\phi - T_\infty}$	$1 - \Phi_1(\xi_u, y) \frac{u/u_0 - m}{\beta\omega P\left(\frac{\xi_u\phi}{\sigma}, y\phi\right) - m}$	$y_\phi < y < \infty$

В табл. 5-2 приведены основные соотношения для расчета аэродинамики затопленного турбулентного осесимметричного факела.

Из табл. 5-2 видно, что при заданных значениях параметров β , ω и ω_1 [а следовательно, и $P(\xi_{uf}, y_f)$] профили скорости, температуры и концентрации выражаются в виде весьма простых зависимостей от функции $P(\xi_u, y)$, описывающей распределение плотности потока импульса. Значения P -функции могут быть вычислены по формулам (4-9, 4-10) или заимствованы из специальных таблиц [27, 98].

Порядок расчета затопленного факела сводится к следующему. По заданному составу топлива, его калорийности, концентрации реагентов c_{10} , $c_{2\infty}$ и их температуре T_{10} , $T_{2\infty}$ определяются значения Ω , β , ω , ω_1 . Затем находится длина факела и значение функции $P(\xi_{uf}, y_f)$. Решение уравнения $P(\xi_{uf}, y_f = \text{const})$ — определение конфигурации факела — проводится методом последовательных приближений. На заключительной стадии расчета определяются профили скорости, температуры и концентрации.

Основные соотношения для расчета аэродинамики спутного осесимметричного факела приведены в табл. 5-3.

В табл. 5-3 введены обозначения:

$$\Phi_1 = \frac{P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{P\left(\frac{\xi_{uf}}{\sigma}, y_f\right)} \cdot \frac{P(\xi_f, y_f)}{P(\xi_u, y)}, \quad \Phi_2 = \frac{P(\xi_{uf}, y_f)}{P\left(\frac{\xi_{uf}}{\sigma}, y_f\right)}.$$

Последовательность расчета спутного факела такая же, как и затопленного. Вначале определяются координаты фронта пламени и длина факела, а затем проводится расчет поля скорости температуры и концентрации. В обоих случаях аэродинамический расчет факела целесообразно проводить в плоскости переменных ξ , y с последующим пересчетом результатов в плоскость переменных x , y . Для затопленного факела такой пересчет осуществляется с помощью соотношения $\sqrt{\xi} = cx$ (c — эмпирическая постоянная), для спутного $\sqrt{\xi} = cx \frac{1 - \frac{m}{\sqrt{\omega}}}{1 + \frac{m}{\sqrt{\omega}}}$.

5-2. РАСЧЕТНЫЕ ТАБЛИЦЫ

Расчет факела значительно упрощается при использовании таблиц функций $L_I(\xi, y) = 0,5 \left[\operatorname{erf}\left(\frac{1+y}{2\sqrt{\xi}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{1-y}{2\sqrt{\xi}}\right) \right]$ и $L_{II}(\xi, y) = P(\xi, y)$, являющихся опорными для определения основных характеристик плоского и осесимметричного факела. При наличии таких таблиц (см., например, [27]) расчет факела сводится к решению несложной (см. табл. 5-2 и 5-3) системы алгебраических уравнений.

$\beta \sqrt{\omega}$	ξ_{Φ}									
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
5,0	1,0	1,32	1,63	1,91	2,16	2,36	2,56	2,75	2,89	3,05
4,9	1,0	1,32	1,62	1,91	2,14	2,36	2,54	2,72	2,85	3,00
4,8	1,0	1,32	1,61	1,90	2,13	2,36	2,51	2,68	2,82	2,95
4,7	1,0	1,32	1,61	1,88	2,11	2,31	2,49	2,66	2,78	2,93
4,6	1,0	1,32	1,60	1,87	2,09	2,29	2,46	2,60	2,74	2,85
4,5	1,0	1,32	1,59	1,86	2,07	2,25	2,44	2,57	2,70	2,80
4,4	1,0	1,32	1,58	1,85	2,06	2,25	2,42	2,55	2,65	2,75
4,3	1,0	1,32	1,57	1,84	2,04	2,22	2,39	2,52	2,61	2,70
4,2	1,0	1,32	1,56	1,83	2,02	2,22	2,37	2,46	2,56	2,62
4,1	1,0	1,32	1,55	1,82	2,0	2,18	2,34	2,42	2,52	2,57
4,0	1,0	1,31	1,54	1,80	1,99	2,15	2,31	2,40	2,47	2,50
3,9	1,0	1,31	1,53	1,78	1,97	2,13	2,28	2,35	2,40	2,44
3,8	1,0	1,30	1,52	1,75	1,94	2,10	2,24	2,32	2,35	2,37
3,7	1,0	1,30	1,50	1,75	1,92	2,07	2,20	2,26	2,30	2,30
3,6	1,0	1,30	1,49	1,72	1,90	2,05	2,16	2,21	2,22	2,21
3,5	1,0	1,30	1,48	1,70	1,87	2,02	2,12	2,16	2,17	2,14
3,4	1,0	1,25	1,47	1,68	1,85	2,0	2,08	2,10	2,10	2,05
3,3	1,0	1,25	1,46	1,65	1,82	1,95	2,03	2,05	2,0	1,92
3,2	1,0	1,25	1,45	1,63	1,79	1,90	1,98	2,00	1,92	1,80
3,1	1,0	1,25	1,43	1,62	1,76	1,86	1,93	1,92	1,85	1,70
3,0	1,0	1,23	1,42	1,60	1,72	1,82	1,86	1,83	1,75	1,60
2,9	1,0	1,20	1,40	1,55	1,69	1,76	1,81	1,80	1,65	1,45
2,8	1,0	1,20	1,39	1,50	1,65	1,72	1,75	1,72	1,55	1,20
2,7	1,0	1,20	1,37	1,50	1,61	1,66	1,69	1,60	1,42	0,90
2,6	1,0	1,19	1,35	1,46	1,57	1,60	1,61	1,55	1,30	0,75
2,5	1,0	1,19	1,33	1,43	1,52	1,55	1,53	1,36	1,12	0,55
2,4	1,0	1,16	1,30	1,40	1,48	1,50	1,45	1,20	0,90	0,25
2,3	1,0	1,15	1,28	1,35	1,43	1,42	1,35	1,0	0,6	0
2,2	1,0	1,14	1,26	1,32	1,37	1,35	1,22	0,90	0,30	0
2,1	1,0	1,12	1,23	1,30	1,31	1,26	1,11	0,65	0	0,785
2,0	1,0	1,10	1,2	1,25	1,24	1,20	1,0	0,45	0	0,75

Ранее было отмечено, что координаты фронта пламени находятся путем решения трансцендентного уравнения $L(\xi_{\Phi}, y_{\Phi}) = \text{const}$ методом последовательных приближений. В табл. 5-4 для ряда значений $\beta \sqrt{\omega}$ приведены результаты решения уравнения $\frac{L^{0,5}(\xi_{\Phi}, y_{\Phi})}{L(\xi_{\Phi}, y_{\Phi})} = \beta \sqrt{\omega}$ для осесимметричного течения в виде зависимости $y_{\Phi}(\beta \sqrt{\omega}, \xi_{\Phi})$. В последнем столбце таблицы содержатся значения η_{Φ} , соответствующие концу факела. Данные табл. 5-4 охватывают

1 ¹ ₀ φ										
1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	$V\overline{\xi}_l$
3,15	3,14	3,12	3,02	2,91	2,70	2,42	2,00	1,20	0	1,875
3,10	3,09	3,05	2,95	2,80	2,55	2,25	1,80	0,85	0	1,84
3,05	3,04	2,98	2,82	2,70	2,40	2,05	1,35	0,20	0	1,805
3,0	2,99	2,90	2,70	2,55	2,20	1,82	1,10	0	1,765	
2,95	2,93	2,81	2,61	2,42	2,12	1,60	0,65	0	1,725	
2,87	2,85	2,72	2,50	2,27	1,85	1,25	0	1,685		
2,80	2,76	2,62	2,35	2,10	1,5	0,70	0	1,65		
2,75	2,72	2,52	2,20	1,75	1,25	0,2	0	1,61		
2,67	2,60	2,40	2,10	1,60	0,85	0	1,57			
2,60	2,50	2,33	2,00	1,35	0	0	1,535			
2,52	2,40	2,02	1,60	1,0	0	1,50				
2,44	2,30	1,86	1,40	0,75	0	1,46				
2,35	2,05	1,75	1,19	0,35	0	1,425				
2,25	2,04	1,48	0,85	0	1,39					
2,15	1,90	1,45	0,70	0	1,35					
2,05	1,65	1,0	0,15	0	1,31					
1,95	1,60	0,95	0	1,27						
1,75	1,25	0,5	0	1,23						
1,70	1,05	0	1,195							
1,40	0,90	0	1,16							
1,30	0,60	0	1,125							
0,80	0	1,08								
0,5	0	1,045								
0,1	0	1,01								
0	0,975									
0	0,940									
0	9,905									
0,862										
0,825										

область изменения ξ от 0 до 3,5 $\left(0 < \frac{x}{d} < 24\right)$ — ту область течения, в которой струйное течение полностью сохраняет свои специфические особенности.

При спутном течении местоположение фронта пламени определяется не только значением комплекса $\beta\sqrt{\omega}$, но и значениями параметров m и ω . Соответствующие данные о зависимости $y_{\Phi}(V \xi_{\Phi}, \beta\sqrt{\omega})$, отвечающие различным значениям параметров m и ω , могут быть определены по формулам, приведенным в табл. 5-3.

5.3. ПРИМЕР РАСЧЕТА ЗАТОПЛЕННОГО ФАКЕЛА

Определим основные характеристики турбулентного осесимметричного факела, образующегося при горении струи метана, забалластированного инертным газом. Начальную концентрацию топлива в газовой струе c_{10} примем равной 0,1 кг/кг, а концентрацию окислителя O_2 в окружающей среде c_2 равной 0,23 кг/кг. Температуры топлива и окислителя будем считать равными соответственно 700 и 300 К.

Стехиометрический коэффициент реакции $CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O$ найдем из соотношения (5-1): $\Omega = 4$. При calorийности метана $q = 50,232$ кДж/кг параметр $\vartheta = 5,2$. В расчете принято среднее для данного интервала температур значение $c_p = 1,38$ кДж/(кг·К). Учитывая это, найдем (см. табл. 5-1) значение

Таблица 5-5

β	T_{ϕ}, K	ω	ω_1	$\beta \sqrt{\omega}$
2,74	1770	2,54	5,9	4,36

комплекс β , температуры горения T_{ϕ} и параметров ω и ω_1 (табл. 5-5).

По приближенной формуле (4-16) (см. также табл. 5-2) найдем длину факела

$$\frac{l_{\phi}}{d} = 4,7\beta \sqrt{\omega} = 20,5.$$

Для определения формы факела используем данные табл. 5-4. Учитывая, что в табл. 5-4 отсутствуют данные, отвечающие $\beta \sqrt{\omega} = 4,36$, найдем значение y_{ϕ} путем линейной интерполяции результатов, относящихся к значениям $\beta \sqrt{\omega} = 4,3$ и $\beta \sqrt{\omega} = 4,4$ (табл. 5-6).

Таблица 5-6

$\frac{l \sqrt{\xi_{\phi}}}{r_0}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,64
$\frac{y}{r_0}$	0	5,0	10	15	20	25	30	35	40	41
$\frac{y_{\phi}}{r_0}$	1	1,57	2,05	2,40	2,63	2,78	2,57	1,93	0,45	0

Результаты расчета изменения скорости, температуры и концентрации вдоль оси факела приведены в табл. 5-7. Здесь же приведены данные об изменении плотности потока импульса и плотности тока по оси течения и скорости вдоль фронта пламени.

Таблица 5-7

$l \xi / r_0$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,64
x/r_0	0	5,0	10	15	20	25	30	35	40	41
$P(\xi_u) = \frac{(\rho u^2)_m}{\rho_0 u_0^2}$	1,0	0,989	0,791	0,500	0,324	0,222	0,159	0,120	0,093	0,090
$r^{0,5}(\xi_u)$	1,0	1,0	0,89	0,703	0,57	0,47	0,399	0,347	0,304	0,30

$\sqrt{\xi}/r_0$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,64
$P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}\right)$	1,0	0,991	0,692	0,404	0,255	0,173	0,121	0,092	0,073	0,070
$\frac{P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}\right)}{P^{0,5}\left(\xi_u\right)}$	1,0	0,991	0,777	0,572	0,447	0,368	0,303	0,265	0,260	0,233
$V\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}$	1,0	1,0	1,13	1,28	1,38	1,45	1,52	1,54	1,56	1,57
$\frac{u_m}{u_0}$	1,0	1,0	1,0	0,905	0,79	0,68	0,605	0,541	0,475	0,472
$\frac{T_m}{T_0}$	0,394	0,394	0,465	0,646	0,75	0,825	0,91	0,96	0,98	1,0
$\frac{c_1}{c_{11}}$	1,0	1,0	0,688	0,585	0,41	0,288	0,148	0,066	0,032	0
$\frac{(\rho u)_m}{\rho_0 u_0}$	1,0	1,0	0,78	0,55	0,415	0,322	0,260	0,222	0,194	0,185
$\frac{u_\Phi}{u_0}$	—	0,202	0,219	0,241	0,298	0,324	0,37	0,42	0,465	0,472

В табл. 5-8 представлены расчетные данные о распределении характерных величин в одном из поперечных сечений факела $\left(\frac{x}{r_0} = 20, 2\right)$. Эти данные, а также результаты расчета изменения параметров вдоль оси приведены на рис. 5-1 и 5-2.

Таблица 5-8

y/r_0	0	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0
$P\left(\xi_u, y\right) = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$	0,317	0,301	0,260	0,202	0,144	0,092	0,054	0,027	0,012	0,005	0,003
$P^{0,5}\left(\xi_u, y\right)$	0,565	0,549	0,510	0,449	0,380	0,303	0,232	0,164	0,110	0,0707	0,0548
$P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)$	0,247	0,238	0,211	0,174	0,131	0,090	0,059	0,035	0,020	0,01	0,006
$\frac{P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)}{P^{0,5}\left(\xi_u, y\right)}$	0,436	0,434	0,414	0,388	0,345	0,297	0,254	0,213	0,182	0,141	0,109

y/r_0	0	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0
$\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}$	1,3	1,40	1,41	1,44	1,49	1,52	1,57	1,60	1,36	1,18	1,04
$\frac{u}{u_0}$	0,78	0,765	0,72	0,645	0,565	0,46	0,364	0,262	0,150	0,083	0,057
$\frac{T}{T_\phi}$	0,77	0,772	0,785	0,815	0,875	0,91	0,96	0,976	0,73	0,547	0,425
$\frac{c_1}{c_{10}} \left(\frac{c_2}{c_{2\infty}} \right)$	0,40	0,385	0,344	0,304	0,23	0,132	0,0635	0,04	0,32	0,545	0,69
$\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$	0,40	0,395	0,362	0,312	0,255	0,200	0,148	0,103	0,08	0,06	0,0525

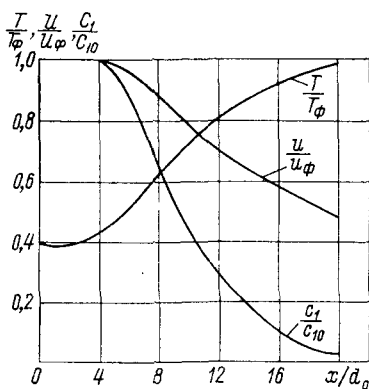


Рис. 5-1. Распределение скорости, температуры и концентрации вдоль оси затопленного диффузионного факела

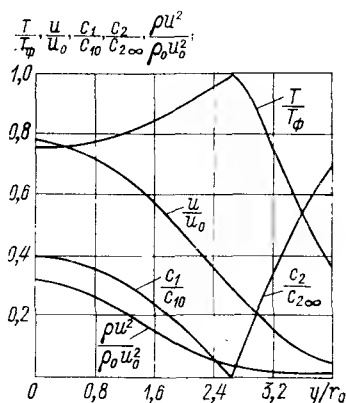


Рис. 5-2. Распределение скорости, плотности потока импульса, температуры и концентрации в поперечном сечении затопленного диффузионного факела

5-4. ПРИМЕР РАСЧЕТА СПУТНОГО ФАКЕЛА

Проведем расчет структуры турбулентного осесимметричного факела, распространяющегося в спутном однородном потоке. Примем параметры газовой струи (смесь метана с инертным газом) и окислителя такими же, как в предыдущем расчете, а отношение скорости спутного потока к начальной скорости струи равным 0,3. При выбранных значениях c_{10} , T_{10} , $c_{2\infty}$ и $T_{2\infty}$ параметры β , Φ , ω и ω_1 будут соответственно равны: 2,74; 5,2; 2,54 и 5,9.

По приближенной формуле (4-39) (см. также табл. 5-3) найдем длину спутного факела

$$\frac{l_{\phi}}{l_{\phi}|_{m=0}} = \frac{1 + \frac{m}{\sqrt{\omega}}}{1 - \frac{m}{\sqrt{\omega}}} [(1-m) + m\beta\sigma]^{-0,5} = 1,27.$$

Учитывая, что при заданных значениях режимных параметров $\frac{l_{\phi}|_{m=0}}{d_0} = 20,5$ (см. § 5-3), получим: $\frac{l_{\phi}}{d} = 26,5$.

Для определения формы факела используем данные табл. 5-3.

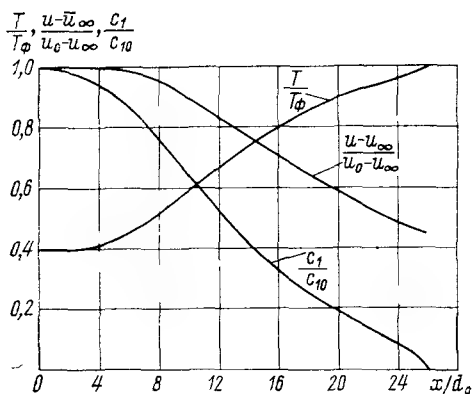


Рис. 5-3. Распределение скорости, температуры и концентрации вдоль оси спутного диффузионного факела

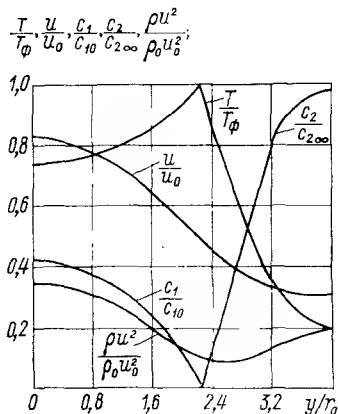


Рис. 5-4. Распределение скорости, плотности потока импульса, температуры и концентрации в поперечном сечении спутного диффузионного факела

Результаты расчета зависимости $y_{\phi}(x_{\phi})$ приведены в табл. 5-9.

Таблица 5-9

$\sqrt{\xi_{\phi}/r_0}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,43
x/r_0	0	7,3	14,6	21,9	29,2	36,5	43,8	51,1	52
y_{ϕ}/r_0	1,0	1,44	1,83	2,07	2,14	2,08	1,63	0,5	0

Результаты расчета изменения характерных величин вдоль оси факела приведены в табл. 5-10 и на рис. 5-3 и 5-4.

Из приведенных примеров видно, что расчет основных характеристик турбулентного диффузионного факела не сопряжен с какими-либо трудностями

$\sqrt{\xi}/r_0$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,43
x/r_0	0	7,3	14,6	21,9	29,2	36,5	43,8	51,1	52
$P(\xi_u) = \frac{(\rho u \Delta u)_m}{(\rho u \Delta u)_0}$	1	0,998	0,791	0,500	0,324	0,222	0,159	0,120	0,114
$P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}\right)$	1	0,991	0,692	0,404	0,255	0,173	0,121	0,092	0,088
$P(\xi_u \sigma)/P(\xi_u)$	1	0,992	0,875	0,810	0,785	0,783	0,765	0,765	0,765
$P(\xi_{u\phi}, y_\phi)$	1	0,045	0,045	0,052	0,066	0,083	0,095	0,108	0,114
$P\left(\frac{\xi_{u\phi}}{\sigma}, y_\phi\right)$	1	0,065	0,065	0,065	0,070	0,080	0,082	0,085	0,088
Φ_1	1	0,69	0,61	0,646	0,74	0,81	0,91	0,97	1,0
Φ_2	1	0,692	0,692	0,80	0,91	1,04	1,19	1,27	1,30
Z_1	0,482	-1,93	-1,26	-0,555	-0,242	-0,1	+0,03	+0,09	+0,095
Z_2	0,517	2,93	2,26	1,34	0,875	0,65	0,44	0,34	0,328
u/u_0	1,0	1,0	1,0	0,91	0,824	0,76	0,68	0,63	0,612
$\frac{c_1}{\sqrt{c_{10}}}$	1,0	0,997	0,828	0,593	0,425	0,248	0,156	0,061	0
$\frac{T}{T_\phi}$	0,393	0,393	0,5	0,64	0,748	0,85	0,905	0,963	1,0
$\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$	1,0	1,0	0,785	0,605	0,432	0,35	0,296	0,258	0,241
$\frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$	1,0	1,0	0,785	0,55	0,354	0,266	0,202	0,162	0,148
$\frac{u_\phi}{u_0}$	—	0,45	0,45	0,45	0,485	0,555	0,555	0,59	0,612

y/r_0	0	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0
$P(\xi_u, y) = \frac{\rho u \Delta u}{\rho_0 u_0 \Delta u_0}$	0,324	0,307	0,265	0,204	0,144	0,091	0,053	0,026	0,012	0,004	0,003
$P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right)$	0,255	0,240	0,212	0,175	0,132	0,090	0,059	0,035	0,0195	0,0072	0,0055
$P\left(\frac{\xi_u}{\sigma}, y\right) \frac{P(\xi_u, y)}{P(\xi_u, y)}$	0,785	0,785	0,80	0,86	0,92	0,99	1,11	1,34	1,63	1,80	1,83
Φ_1	0,74	0,74	0,75	0,81	0,865	0,93	1,04	1,26	1,53	1,69	1,72
$Z_1(Z_3)$	-0,242	-0,215	-0,15	-0,075	+0,02	+0,108	+0,737	0,561	0,446	0,354	0,341
$Z_2(Z_1)$	+0,875	0,830	0,720	0,562	0,402	0,258	-0,115	-0,0698	-0,0399	-0,0148	-0,011
$\frac{u}{u_0}$	0,824	0,813	0,775	0,713	0,645	0,564	0,451	0,376	0,322	0,306	0,303
$\frac{c_1}{c_0}, \left(\frac{c_2}{c_{\infty}}\right)$	0,425	0,41	0,358	0,313	0,244	0,128	0,145	0,48	0,819	0,946	0,972
$\frac{T}{T_\phi}$	0,748	0,752	0,783	0,811	0,852	0,923	0,88	0,606	0,325	0,23	0,195
$\frac{\rho u}{\rho_0 u_0}$	0,432	0,425	0,39	0,345	0,298	0,24	0,202	0,242	0,388	0,525	0,615
$\frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2}$	0,354	0,346	0,302	0,246	0,192	0,135	0,091	0,091	0,125	0,16	0,185

вычислительного характера. При наличии таблиц P -функций и таблиц значений y_Φ ($\sqrt{\xi_\Phi}$, β $\sqrt{\omega}$) он сводится к ограниченному числу весьма простых операций, которые могут быть выполнены без применения специальной вычислительной техники.

В табл. 5-11 представлены расчетные данные о распределении характерных величин в одном из поперечных сечений спутного факела $\left(\frac{x}{r_0} = 29,2\right)$.

Глава 6.

Факел однородной смеси

6.1. АЭРОДИНАМИКА ГОМОГЕННОГО ФАКЕЛА

Гомогенным факелом принято называть факел, образующийся при горении в свободной струе однородной смеси топлива и окислителя. В аэродинамическом смысле такой факел представляет собой выраженное струйное течение со значительным превышением интенсивности поперечного переноса над продольным и локализованным источником тепловыделения — турбулентным фронтом пламени.

Зона турбулентного горения представляет собой относительно широкую область, отличающуюся крайне сложной структурой [51, 69, 86, 88]. Распределение скорости, температуры и концентрации в этой зоне зависит не только от кинетики химических реакций, но и от гидродинамики течения, предыстории процесса и от ряда других трудно учитываемых факторов.

При изучении полей средних величин и интегральных характеристик можно отказаться от анализа тонкой структуры зоны горения и рассматривать турбулентный гомогенный факел как свободную турбулентную струю с сосредоточенным на фронте пламени источником тепловыделения. В соответствии с этим в поле течения гомогенного факела можно условно выделить три области, отвечающие соответственно зоне горения (конечной или бесконечно малой толщины), зоне смешения свежей смеси и продуктов сгорания и зоне смешения инертного газа (или избыточного окислителя) и продуктов сгорания. Возможность такой схематизации гомогенного факела определяется спецификой экзотермических реакций — локализацией горения в узком интервале температур — и расширением под воздействием турбулентных пульсаций не только зоны горения, но и всей области турбулентного перемешивания. В таком приближении аэродинамика ламинарного и осредненного турбулентного факелов, в принципе, одинакова, хотя и резко различается количественно.

Для обоих режимов горения факелов однородной смеси — ламинарного и турбулентного — характерно наличие области резкого повышения температуры и неравномерного поля давления. В связи с последним отметим неправомерность безогово-

точного распространения на гомогенный факел справедливого для свободных струй и диффузионных пламен приближения $P = \text{const}$. При горении факела однородной смеси наблюдается весьма заметное изменение давления в зоне горения и связанное с этим ускорением газа (примерно в 1,5 и более раза) в окрестности фронта пламени [42, 55].

Наблюдаемый в экспериментах прирост скорости относительно скорости набегающего потока не связан с погрешностями расчетного определения значения $\langle u \rangle$ по данным измерений $\langle \rho u^2 \rangle$ и $\langle T \rangle$ *:

$$\langle u \rangle_{\text{расч}} \approx \sqrt{\frac{\langle \rho u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle}}, \quad (6-1)$$

где $\langle \rho \rangle \approx \frac{\langle P \rangle}{R \langle T \rangle}$.

Для оценки вклада пульсационных величин проведем расчет средней скорости с учетом пульсационных членов. Представив, как обычно, актуальные значения плотности, скорости и температуры в виде $\rho = \langle \rho \rangle + \rho'$, $u = \langle u \rangle + u'$, $T = \langle T \rangle + T'$, запишем выражения для $\langle \rho u^2 \rangle$ и $\langle P \rangle$ в виде:

$$\begin{aligned} \langle \rho u^2 \rangle = \langle \rho \rangle \langle u^2 \rangle & \left[1 + \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} + \right. \\ & \left. + 2 \frac{\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} + \frac{\langle \rho' u'^2 \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2} \right], \end{aligned}$$

где $\langle P \rangle = R \langle \rho \rangle \langle T \rangle \left[1 + \frac{\langle \rho' T' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle T \rangle} \right]$.

Выражение для определения средней скорости может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \langle u \rangle &= \left[\frac{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2}{\langle \rho \rangle} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\langle \rho u^2 \rangle}{\langle P \rangle} R \langle T \rangle \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times \left(\frac{1 + k_2}{1 + k_1} \right) = \langle u \rangle_{\text{расч}} \left(\frac{1 + k_2}{1 + k_1} \right)^{\frac{1}{2}}, \end{aligned}$$

где

$$k_1 = \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} + 2 \frac{\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} + \frac{\langle \rho' u'^2 \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} > 0.$$

* При расчете по формуле (6-1) полагается, что с помощью пневмометрического насадка и термопары определяются практически средние значения динамического давления и температуры, а влияние пульсационных составляющих не учитывается.

Грубая, значительно завышенная оценка для весьма интенсивных пульсаций

$$\left(\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{\langle u \rangle} \approx 0,3 \div 0,4; \frac{\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} \approx 0,05, \right. \\ \left. \frac{\langle \rho' T' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle T \rangle} \approx 0,1; \frac{\langle \rho' u'^2 \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} \ll 1 \right)$$

дает следующие значения поправочных коэффициентов: $k_1 \leq \leq 0,2$; $k_2 \approx 0,1$; $\left[\frac{1+k_2}{1+k_1} \right]^{1/2} \leq 1,2$. Для прямоструйных пламен более реально принять $\langle u \rangle_{\text{расч}} \approx 1,1 \langle u \rangle$. Таким образом, рассчитанное без учета влияния пульсаций значение скорости

$$\langle u \rangle_{\text{расч}} \approx \left[\frac{\langle \rho u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle} R \langle T \rangle \right]^{\frac{1}{2}}$$

оказывается несколько выше действительного.

В качественном отношении неравенство $\langle u \rangle < \langle u \rangle_{\text{расч}}$ сохраняется и для измерений в несжимаемой жидкости. При $\rho = \text{const}$, полагая, что с помощью трубки полного напора определяется $\langle u^2 \rangle$, получаем:

$$\langle u \rangle_{\text{расч}} = \langle u^2 \rangle^{0,5} = \langle u \rangle \left[1 + \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \\ = \langle u \rangle \left(1 + k_1 \right)_{\rho = \text{const}}^{\frac{1}{2}};$$

влияние изменения плотности сказывается на усилении неравенства $\langle u \rangle \neq \langle u \rangle_{\text{расч}}$. Эта погрешность не может, однако, полностью (или в основном) объяснить наблюдаемый в опытах и согласующийся с расчетом значительный прирост скорости в зоне горения, которому отвечает ориентировочно падение давления в турбулентном факеле порядка 9,81—98,1 Па, а в ламинарном порядка 0,981—0,098 Па [30, 80]. И существо вопроса вовсе не в уточнении поправок на пульсации (или влияния их на прямые измерения). В самом деле, маловероятное, судя по оценке, совпадение значений суммарной погрешности при определении скорости и прироста ее при пересечении зоны горения, если бы оно и наблюдалось в каких-то условиях, было бы чисто случайным и не сохранялось бы при вариации условий эксперимента.

Об этом же свидетельствуют опыты, проведенные при повышенном уровне турбулентности, создаваемом с помощью механического турбулизатора. Расширение факела в поперечном направлении резко возрастает при значительной интенсификации турбулентности, соответственно растет и ширина отдельных

струи тока. В результате несколько уменьшается, а не увеличивается рассчитанный по формуле (6-1) «всплеск» скорости во фронте. Кстати, именно в этих условиях, когда интенсивность турбулентности в набегающем потоке весьма велика, становится вероятной реализация режима, отвечающего постоянному давлению и скорости. Высокий уровень турбулентных пульсаций приводит к значительной интенсификации горения и одновременно к более быстрому затуханию струи в целом; внешним выражением этого является короткий и широкий факел. В последнем несколько меньше падение давления и прирост скорости в зоне горения, чем при выключенном турбулизаторе.

Неоднородность поля давления присуща в принципе не только гомогенному, но и диффузионному турбулентному факелу. Однако, как и в инертных струях, она пренебрежимо мала в затопленном диффузионном факеле и при небольших значениях параметра спутности — $m = u_{\infty}/u_0$. Но при достаточно высокой спутности, в особенности если значение этого параметра близко к единице (или превышает ее), неоднородность поля давления заметно увеличивается. Это приводит к перестройке течения и изменению распределения u , u^2 и $u \Delta u$. В условиях высокой спутности из-за стесненности потока и невозможности заметного расширения его в поперечном направлении имеет место предельно большое ускорение газа и падение давления во фронте. Но поскольку в диффузионном факеле фронт пламени расположен под весьма малым углом к набегающему потоку, абсолютное увеличение продольной компоненты скорости может быть невелико.

Значительное ускорение газа в турбулентном гомогенном факеле подтверждено в последнее время прямыми измерениями распределения скорости в зоне горения. Проведение таких измерений оказалось возможным благодаря развитию новых методов диагностики пламен и прежде всего лазерной анемометрии.

Исследование поля скорости в прямотруйном и обращенном турбулентном гомогенном факелах проводилось с помощью лазерного анемометра, схема которого приведена на рис. 6-1 * [43]. Анемометр состоит из источника света — лазера ЛГ-36, фотумножителя (ФЭУ), анализатора спектров АСШ-4 и системы линз и зеркал. Луч лазера после отражения от плоских зеркал $M1$ и $M2$ делится полупрозрачной пластинкой $M4$ на два. Параллельные лучи фокусируются линзой $L1$ (фокусное расстояние $f=20$ см) в изучаемую точку струи. Изменение угла α между лучами осуществляется путем поворота полупрозрачного зеркала $M4$, т. е. регулированием расстояния между параллельными лучами, падающими на линзу $L1$. Для повышения про-

* Измерения проводились в открытом турбулентном гомогенном факеле, образующемся при истечении однородной смеси из сопла диаметром 40 мм.

странственного разрешения прибора (особенно при малых значениях $\alpha \leq 10^\circ$) в схеме анемометра использована короткофокусная линза $L2$ ($f=20$ см). Система линз $L2$ и $L3$ обеспечивает получение изображения перекрестия лучей на диафрагме $D2$, что значительно облегчает юстировку прибора. Диафрагма $D1$ (диаметр 4 мм) и красный фильтр CF служат для уменьшения паразитного рассеянного света.

Измерение скорости в различных точках поперечного сечения осуществлялось путем перемещения системы линз $L1$ и $L2$:

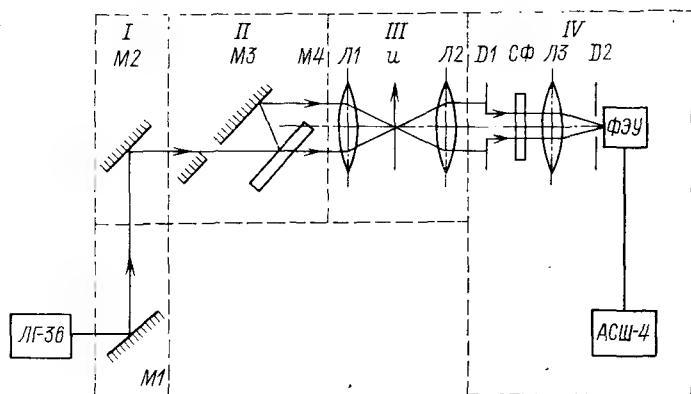


Рис. 6-1. Схема лазерного анемометра

вдоль оси — перемещением блоков II и III , а также оптической части регистрирующего блока IV .

Для определения скорости в факел вводились мелкие ($d \sim 1$ мкм) частицы. Рассеянные на твердых частицах волны с доплеровским сдвигом частоты смешивались на фотокатоде ФЭУ. Сигнал с фотоумножителя, несущий информацию о распределении частиц по скоростям, регистрировался на экране спектроанализатора. Средняя скорость определялась из соотношения:

$$\langle u \rangle = \frac{\int_0^{\infty} P(u) u du}{\int_0^{\infty} P(u) du},$$

где $P(u)$ — плотность вероятности распределения частиц по скоростям.

При определении дисперсии (интенсивности турбулентности) функция $P(u)$ аппроксимировалась кривой Гаусса.

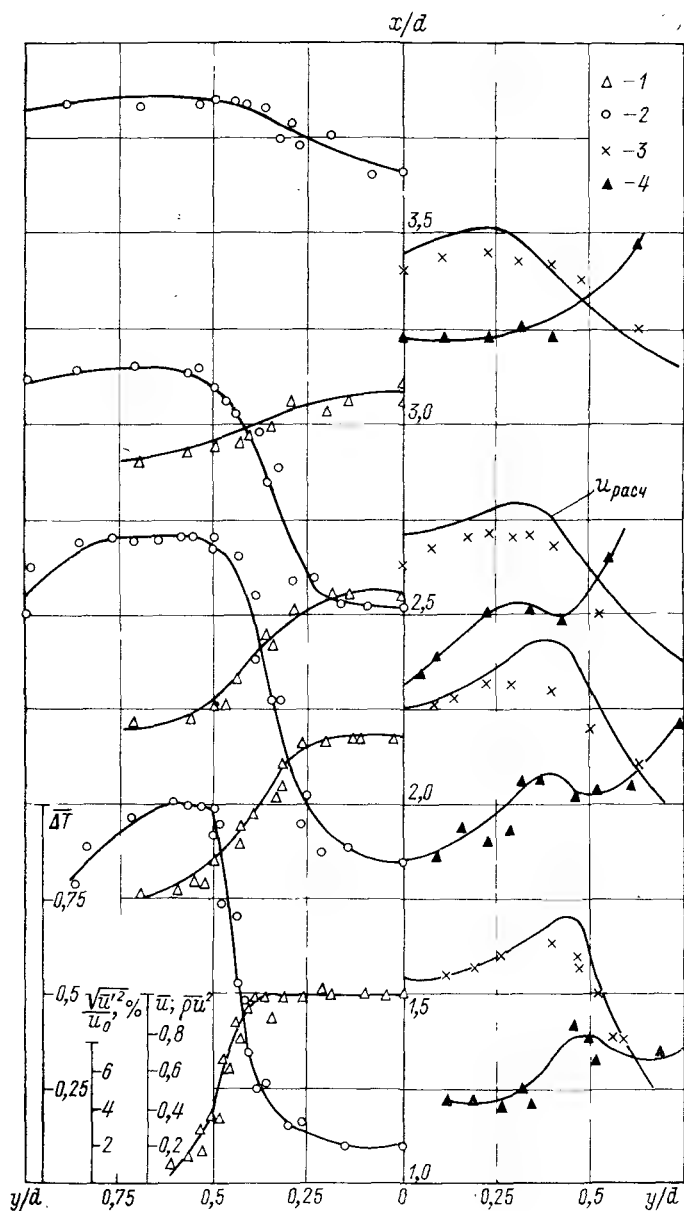


Рис. 6-2. Аэродинамическая структура прямоструйного гомогенного факела

1 — ρu^2 , 2 — ΔT , 3 — u , 4 — $\sqrt{u'^2}$

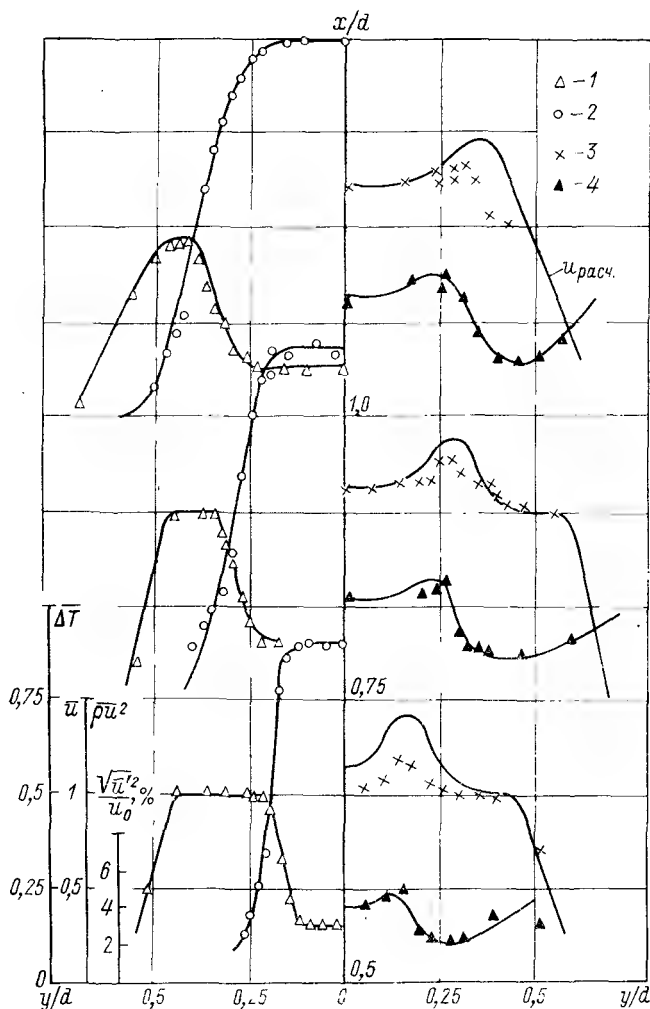
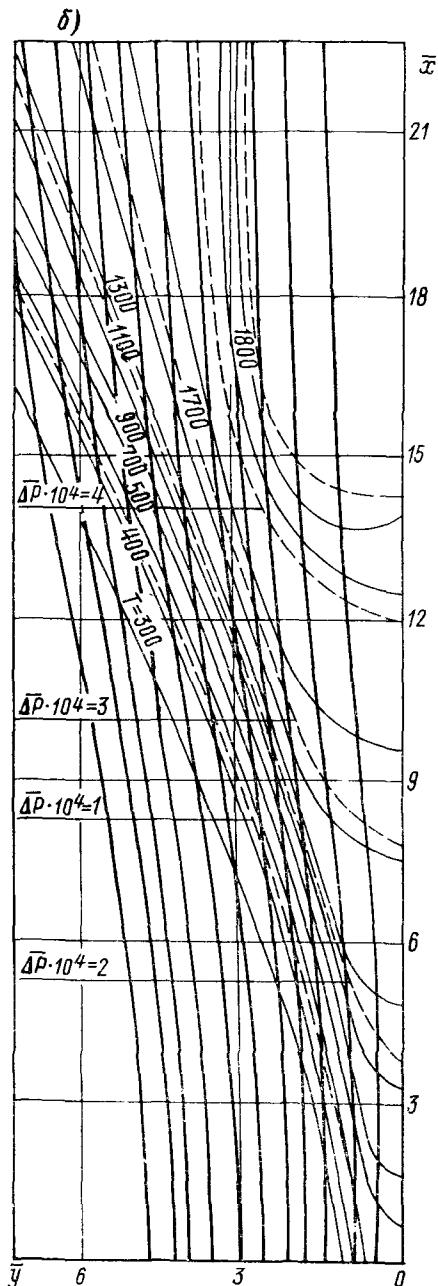
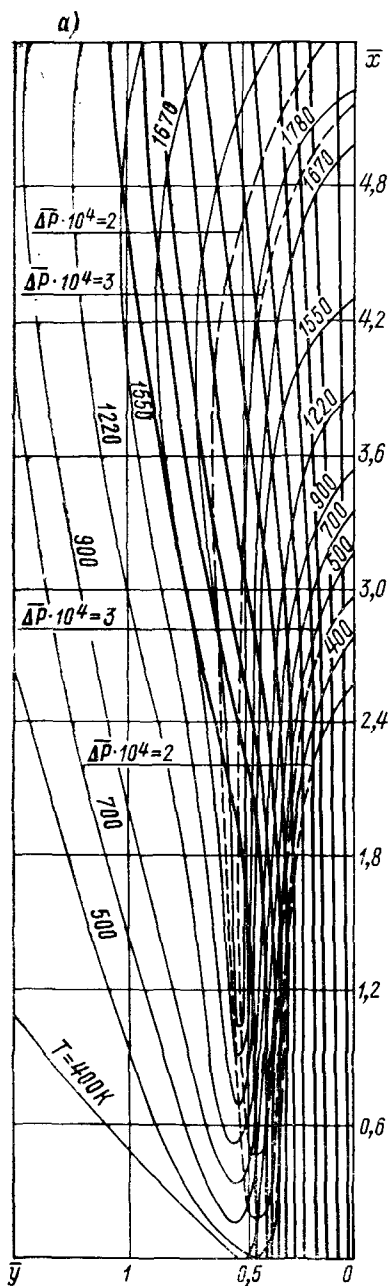


Рис. 6-3. Аэродинамическая структура обращенного гомогенного факела

$$1 - \rho u^2, 2 - \Delta T, 3 - u, 4 - \sqrt{u'^2}$$

Рис. 6-4. Структура турбулентного гомогенного факела: а — прямотруйный факел $(\bar{x} = \frac{x}{d_0}, \bar{y} = \frac{y}{d_0})$, б — обращенный факел $(\bar{x} = \frac{x}{d_{сг}}, \bar{y} = \frac{y}{d_{сг}})$
Сплошные линии — тонкие — изотермы, штриховые линии — изобары, сплошные линии — толстые — линии тока



На рис. 6-2, 6-3 приведены данные о распределении средней скорости, динамического давления и температуры в прямоструйном и обращенном гомогенном факелах. Здесь же представлены результаты расчета $\langle u \rangle$ по данным измерений $\langle \rho u^2 \rangle$ и $\langle T \rangle$. Из графика видно, что в зоне горения турбулентного гомогенного факела наблюдается значительное увеличение скорости по сравнению со скоростью набегающего потока. Как было отмечено ранее, это связано с неоднородностью поля давления в зоне интенсивного тепловыделения. Приведенные данные свидетельствуют о качественном соответствии расчетных и экспериментальных профилей $\langle u \rangle$ в прямоструйном и обращенном факеле. Последнее подтверждает сделанные выше оценки влияния пульсационных величин на $\langle u \rangle$.

Что касается количественного соответствия результатов, то, как видно из графика, расчетные значения $\langle u \rangle$ заметно превышают значения средней скорости, полученные с помощью лазерного анемометра.

Существенный интерес представляют данные измерений пульсационной скорости. Из графика видно, что распределение $\sqrt{u'^2}$ в поперечных сечениях прямоструйного и обращенного факелов носит весьма сложный характер. Во внутренней области обращенного факела, заполненной продуктами сгорания, распределение $\sqrt{u'^2}$ практически равномерное. При приближении к фронту пламени интенсивность пульсаций увеличивается и достигает значений порядка 4—8%. Во внешней области факела интенсивность пульсаций вначале (при удалении от фронта) убывает, а затем (в области внешнего пограничного слоя) увеличивается. Аналогичный характер имеет распределение пульсаций и в прямоструйном факеле.

Здесь также наблюдается значительный рост интенсивности пульсаций в зоне горения и последующий спад величины $\sqrt{u'^2}$ в области, заполненной продуктами сгорания. Это отчетливо видно из данных, относящихся к начальным сечениям факела ($x/d \approx 1 \div 2$), где измерениями была охвачена значительная часть зоны смешения.

В наиболее полном виде аэродинамическая и тепловая структура турбулентного гомогенного факела показана на рис. 6-4 в виде сетки линий тока, изотерм и изобар осредненного течения. Типичная для прямоструйного и обращенного факела картина линий тока, изотерм и изобар, представленная на рис. 6-4, свидетельствует о качественном отличии действительной структуры турбулентного факела однородной смеси от принимаемой иногда одномерной схемы с плоским, нормальным к потоку фронтом пламени [21]. Последнее не исключает, разумеется, возможности использования приближенных расчетных схем и, в частности, одномерных моделей для оценки некоторых сум-

марных характеристик факела. Что касается полноценного решения задачи об аэродинамике гомогенного факела, то оно может быть получено лишь путем решения (по-видимому, численного) системы уравнений, описывающих двумерное течение реагирующего газа.

6.2. ПРЯМОСТРУЙНЫЙ ФАКЕЛ

На рис. 6-5 приведены экспериментальные данные о распределении скорости, плотности потока импульса и температуры в поле течения турбулентного прямоструйного факела однородной смеси ($\alpha=1,25$). Они дают наглядное представление об аэродинамике гомогенного факела и изменении профилей характерных величин на различных участках течения. Из графиков видно, что температура на оси факела монотонно изменяется от начального значения на срезе сопла до максимального (в вершине факела), отвечающего температуре горения. Распределение температуры в поперечных сечениях имеет характерный для факельного горения вид с экстремумом на фронте пламени. Наиболее резкое изменение температуры наблюдается во внутренней части факела (в пределах начального участка), где температура изменяется от начального значения T_0 до $T_{\max}$ на сравнительно небольшом (порядка миллиметра) расстоянии. По мере удаления от среза сопла зона интенсивного тепловыделения расширяется. Расширение зоны горения сопровождается сглаживанием температурного поля и вырождением провала

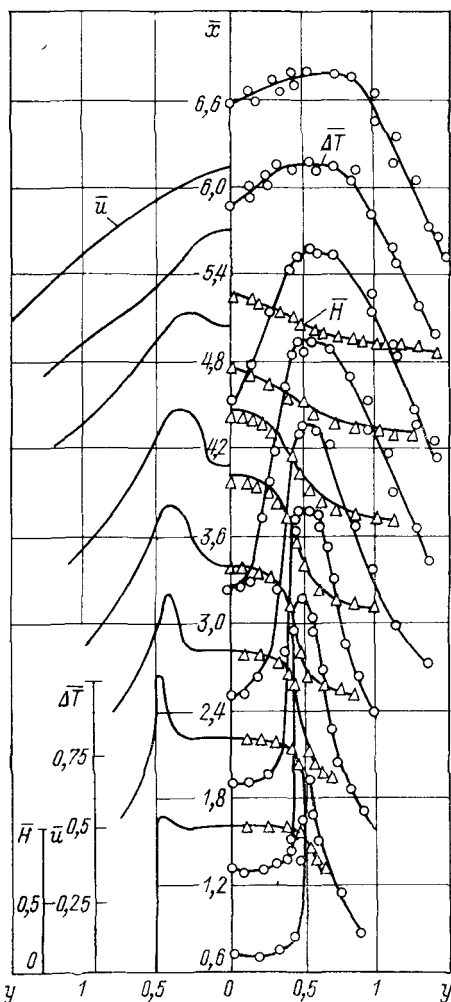


Рис. 6-5. Распределение полного напора, скорости и температуры в прямоструйном гомогенном факеле

температуры на оси факела. Распределение динамического давления в гомогенном факеле имеет типичный для струйных течений вид. При удалении от среза сопла профили ρu^2 изменяются от прямоугольных до профилей, соответствующих автомодельному движению в свободных струях.

Наличие локализованного источника тепловыделения в поле течения факела не приводит к нарушению монотонности профилей динамического давления. Как показывают опытные данные, влияние фронта пламени на распределение ρu^2 невелико и не

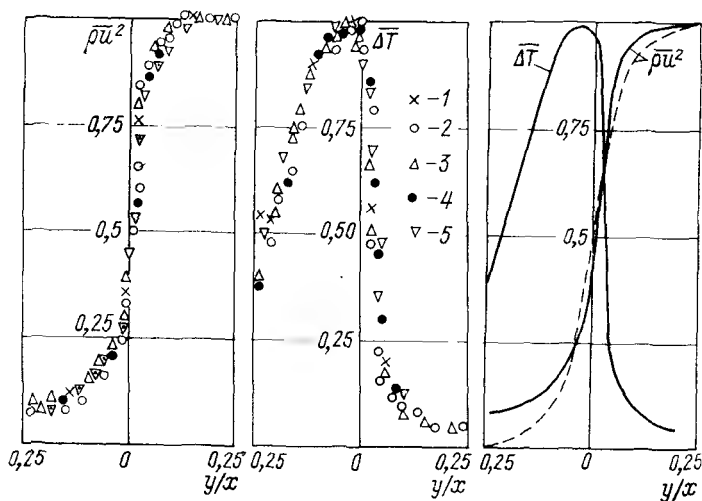


Рис. 6-6. Профили ρu^2 и ΔT в начальном участке прямоструйного факела

1 — $\frac{x}{d} = 0,6$; 2 — $\frac{x}{d} = 1,2$; 3 — $\frac{x}{d} = 1,8$; 4 — $\frac{x}{d} = 2,4$; 5 — $\frac{x}{d} = 3$; сплошная линия — факел; штриховая линия — изотермическая струя

приводит к качественному изменению распределения динамического давления.

Сопоставление результатов измерений в начальном участке турбулентного гомогенного факела и свободной струи (рис. 6-6) показывает, что в газовом факеле профили ρu^2 более заполненные, чем в свободной струе. Это объясняется следующим образом. Газовый факел можно условно представить как струю плотного газа, вытекающего в пространство, заполненное менее легким газом — продуктами сгорания. Как известно, интенсивность затухания струи тяжелого газа меньше, чем струи легкого газа, втекающей в атмосферу более тяжелого. Соответственно этому профили ρu^2 в гомогенном факеле должны быть более заполненными, чем в изотермической струе. Что касается профилей скорости, то, как видно из графика, в гомогенном факеле они имеют экстремум в окрестности фронта пламени. Увеличение скорости

в зоне горения связано с искривлением линий тока вблизи фронта пламени и с появлением в этой зоне локального градиента давления. Наибольший прирост скорости в прямоструйном факеле наблюдается в зоне максимальных градиентов температуры. По мере удаления от среза сопла происходит выравнивание температурного поля, которое сопровождается вырождением скачка скорости.

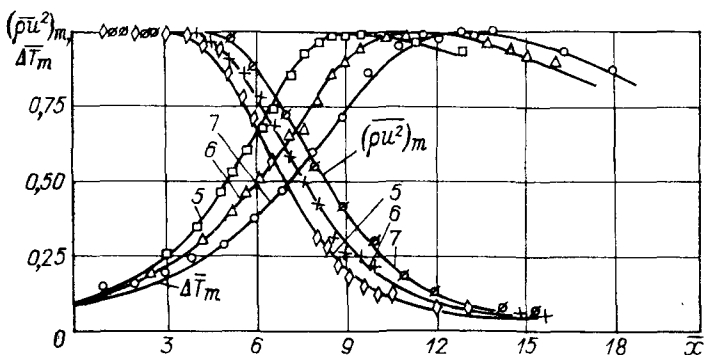
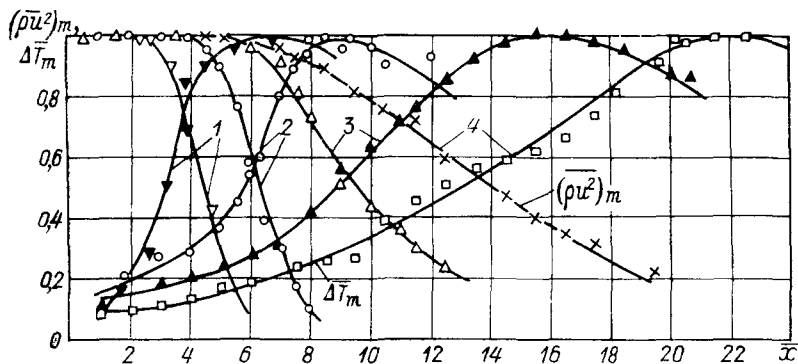


Рис. 6-7. Распределение ρu^2_m и ΔT_m вдоль оси прямоструйного факела

1 — $\alpha=1,25$; 2 — $\alpha=0,91$; 3 — $\alpha=0,76$; 4 — $\alpha=0,66$; 5 — $Re=2,3 \cdot 10^4$; 6 — $Re=3,7 \cdot 10^4$; 7 — $Re=4,3 \cdot 10^4$

На рис. 6-7 приведены данные о распределении плотности потока импульса и температуры вдоль оси прямоструйного факела при различных значениях коэффициента избытка воздуха и скорости истечения. При обеднении смеси длина факела резко сокращается, а максимум температуры смещается к устью горелки. Изменение местоположения фронта пламени заметно сказывается на распределении плотности потока импульса. При уменьшении длины факела интенсивность затухания ρu^2 вдоль

оси увеличивается. Соответственно этому сокращается и длина начального участка.

Увеличение скорости истечения приводит к росту длины факела и уменьшению интенсивности нарастания температуры падения ρu^2 вдоль его оси. В обоих случаях изменение коэффициента избытка воздуха или скорости истечения приводит к изменению местоположения фронта пламени.

Результаты обработки опытных данных об изменении ρu^2 и температуры вдоль оси факела в виде зависимости $\rho u^2 = f\left(\frac{x}{l_\phi}\right)$

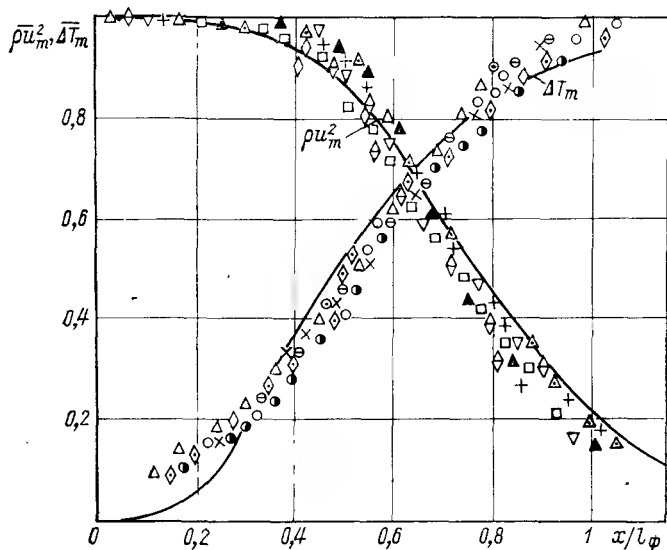


Рис. 6-8. Зависимости $\rho u_m^2 = f\left(\frac{x}{l_\phi}\right)$ и $\Delta T_m = f\left(\frac{x}{l_\phi}\right)$

и $\Delta T = f\left(\frac{x}{l_\phi}\right)$ показывают, что при таком нормировании продольных координат опытные точки, относящиеся к различным значениям режимных параметров, группируются вблизи единой универсальной кривой (рис. 6-8). Обобщенные кривые $\rho u^2 \left(\frac{x}{l_\phi}\right)$ и $\Delta T \left(\frac{x}{l_\phi}\right)$ могут быть описаны следующими эмпирическими зависимостями:

$$\overline{\rho u_m^2} = \exp \left[- \left(1,13 \frac{x}{l_\phi} \right)^2 \right], \quad (6-2)$$

$$\overline{\Delta T_m} = \exp \left[- \left(\frac{0,382}{x/l_\phi} \right)^2 \right]. \quad (6-3)$$

Примечательно, что введение длины факела в качестве характерного масштаба позволяет обобщить также данные об изменении тепловыделения вдоль оси факела (см. далее).

Распределение плотности потока импульса и температуры в поперечных сечениях начального участка газового факела показано на рис. 6-6. Из графика видно, что экспериментальные точки, относящиеся к различным сечениям, группируются вблизи одной кривой. Это свидетельствует о подобии профилей ρu^2 и ΔT в начальном участке турбулентного факела однородной смеси. Изменение коэффициента избытка воздуха и скорости истечения смеси оказывают заметное влияние на распределение ρu^2 и ΔT . Во внешней области факела с ростом скорости истечения и соответственно с увеличением

длины факела наблюдается более интенсивное падение температуры. Во внутренней области градиенты температуры несколько уменьшаются. Что касается профилей ρu^2 , то они оказываются более «заполненными» при высоких скоростях истечения. Повышение коэффициента избытка воздуха приводит к заметному расширению динамического и теплового пограничных слоев. Последнее связано с увеличением угла наклона фронта пламени к набегающему потоку и с отклонением потока продуктов сгорания за фронтом от оси течения. Оценки показывают, что при изменении коэффициента избытка воздуха от 0,66 до 1,25 угол, на который отклоняется поток продуктов сгорания, увеличивается примерно в 3 раза. Соответственно этому при увеличении α (или уменьшении u_0) наблюдается заметный рост скачка скорости в зоне горения.

Как показывают измерения, в турбулентном факеле однородной смеси, как и в свободных струях, расход увеличивается линейно по длине факела. При горении наблюдается некоторое уменьшение прироста присоединенной массы по сравнению с изотермическими струями. Это связано с уменьшением интенсивности смешения при истечении струи плотного газа (струи свежей смеси) в более легкий газ (продукты сгорания).

Одной из важнейших интегральных характеристик газового факела является его длина. Некоторые данные о влиянии режимных параметров на длину прямотруйного факела приведены на рис. 6-9. Из графика видно, что в исследованном диапазоне изменения скоростей истечения ($7 < u < 35$ м/с) зависимость $l_\phi(u_0)$ близка к линейной.

На рис. 6-10 приведены данные, характеризующие изменение скорости, температуры и давления вдоль трубок тока, располо-

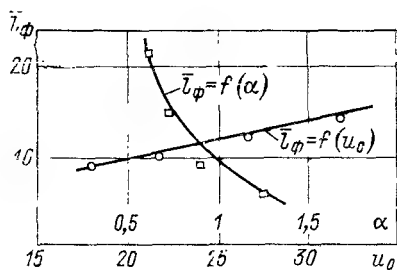


Рис. 6-9. Зависимости $l_\phi(\alpha)$ и $l_\phi(u_0)$

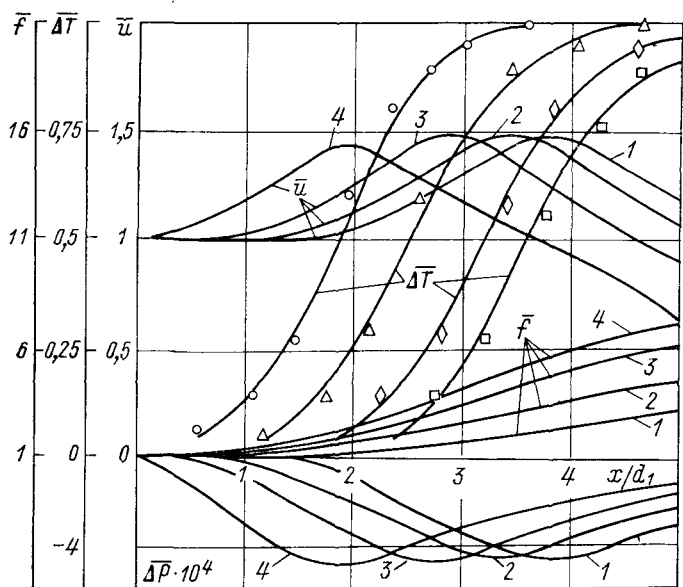


Рис. 6-10. Изменение скорости, температуры и давления (вдоль трубок тока) в прямотруйном факеле
1, 2, 3, 4 — порядковые номера трубок

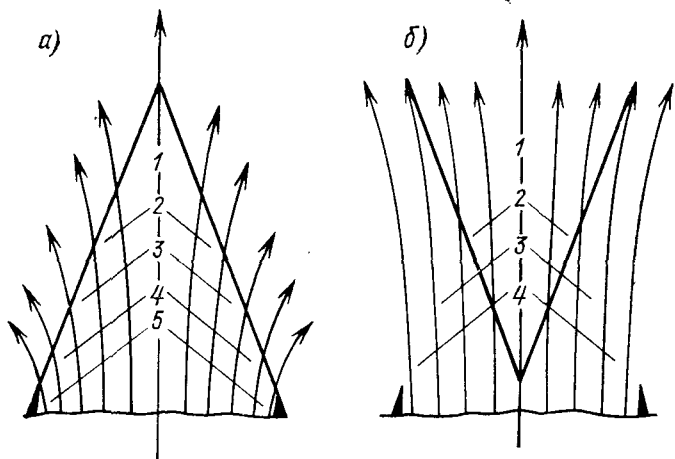


Рис. 6-11. Схема факела: а — прямотруйный; б — обращенный

женных на различном удалении от оси течения (рис. 6-11). Расчет изменения u , T и P проведен на основе экспериментальных данных о распределении ρu^2 и T в поле течения факела с помощью следующих соотношений:

$$\bar{\rho} \bar{u} \bar{f} = 1, \quad \bar{P} = \bar{\rho} \bar{T} \approx 1, \quad \Delta \bar{P} = -\gamma M_0^2 \int_0^{\bar{u}} \frac{d\bar{u}}{\bar{f}(\bar{u})}, \quad \bar{u} = (\bar{\rho} \bar{u}^2 \bar{T})^{0,5}, \quad (6-4)$$

где $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$, $\bar{P} = \frac{P}{P_0}$, $\bar{u} = \frac{u}{u_0}$, $\bar{f} = \frac{f}{f_0}$ (индекс 0 отвечает значениям переменных на выходе из сопла). В соотношениях (6-4) все переменные являются функциями координаты, отсчитываемой вдоль трубок тока.

Из графика видно, что относительное расширение трубок тока в факеле происходит заметно слабее, чем повышение температуры. Вследствие этого максимальной скорости отвечает область, расположенная впереди фронта — область максимальных градиентов температур. Что касается поля давления, то, как видно из графика, максимальные значения разрежения примерно одинаковы для различных трубок тока.

6-3. ОБРАЩЕННЫЙ ФАКЕЛ

На рис. 6-12 представлены опытные данные о распределении полного напора и температуры в поле течения обращенного гомотогенного факела. Эти данные относятся к горению однородной пропановоздушной смеси, истекающей из сопла диаметром 40 мм. Факел стабилизировался с помощью плохообтекаемого тела (диск диаметром 3 мм), расположенного в центре сопла.

Данные измерений показывают, что во внутренней области факела распределение температуры практически равномерное. Последнее свидетельствует о том, что эта область заполнена продуктами сгорания. Некоторый рост температуры вдоль оси течения (наиболее заметный на малом удалении от стабилизатора) объясняется догоранием во внутренней области факела части непрореагировавшего на фронте топлива. Низкая полнота сгорания (температура) в окрестности стабилизатора связана с интенсивным переносом импульса в следе за плохообтекаемым телом и теплоотводом в стабилизатор.

Во внешней области факела — области свежей смеси — распределение температуры практически линейное. По мере удаления от источника поджигания такой характер распределения температуры сохраняется. При этом при удалении от стабилизатора наблюдается значительное уменьшение градиента температуры и расширение области смешения. Размер последней можно оценить по условным границам факела, определенным по характерным значениям избыточной температуры $\Delta \bar{T} = 0,95$ и

$\Delta T \approx 0,1$. Измерения показывают, что для всех исследованных режимов зависимость $\delta_T(x)$ является линейной.

Весьма своеобразно распределение полного напора в поперечных сечениях обращенного факела. Зоне резкого изменения температуры отвечает область заметного изменения полного напора. Последняя является промежуточной между двумя обла-

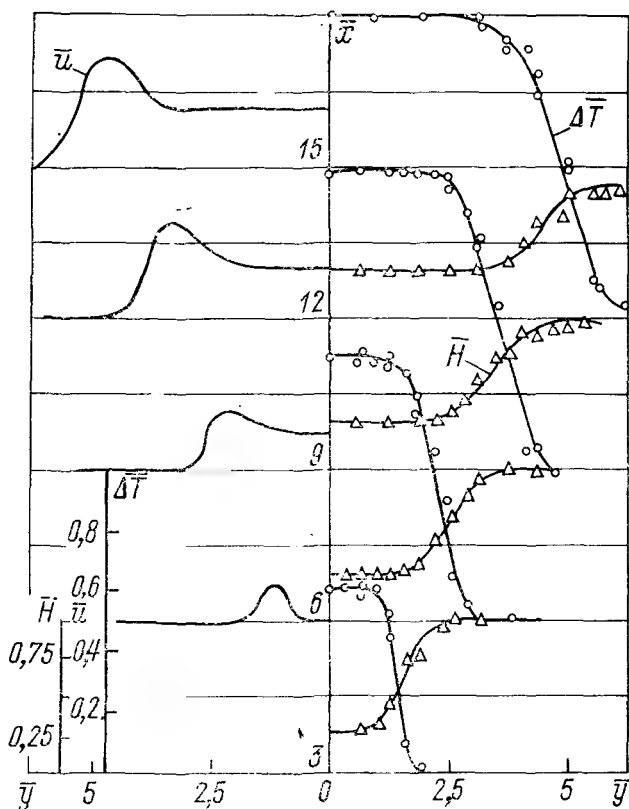


Рис. 6-12. Распределение полного напора, скорости и температуры в обращенном гомогенном факеле

стями с практически равномерным распределением полного напора — внутренней областью факела и областью набегающего потока.

Формирование профилей полного напора с характерным минимумом в центральной части потока не связано с условиями обтекания стабилизатора. Действительно, на значительных (15—20 калибров по диаметру стабилизатора) расстояниях от источника поджигания должно наблюдаться вырождение следа. Однако эксперименты свидетельствуют об устойчивости

распределения H во всем поле течения. Наиболее вероятно, что такой характер распределения полного напора связан с резким изменением плотности в поперечных сечениях факела. Об этом свидетельствует, в частности, совпадение зон, в которых происходит изменение полного напора и температуры. Заметим в связи с этим, что заметное влияние поля плотности на распределение полного напора наблюдается в других типах турбулентных пламен и, в частности, в спутном диффузионном факеле. Во всех случаях оно обусловлено наличием сосредото-

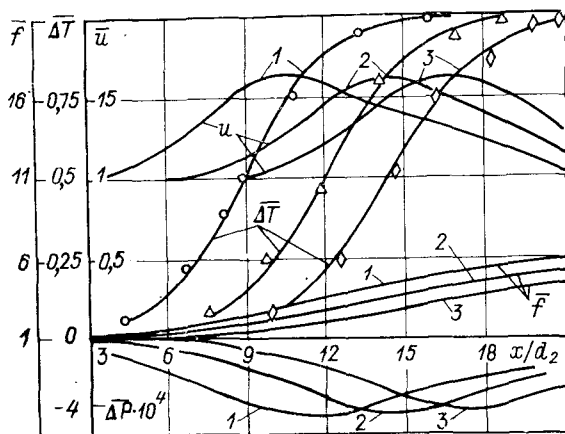


Рис. 6-13. Изменение скорости, температуры и давления (вдоль трубок тока) в обращенном факеле

1, 2, 3 — порядковые номера трубок

ного источника тепловыделения — фронта пламени, приводящего к резкому изменению поля плотности.

Результаты расчета распределения скорости в поперечных сечениях факела приведены на рис. 6-12. Из графика видно, что в зоне горения наблюдается значительное увеличение скорости по сравнению со скоростью набегающего потока. Наибольшему приросту скорости отвечает область максимальных градиентов температуры.

Данные по распределению скорости и температуры вдоль трубок тока представлены на рис. 6-13. На графике показано также изменение площади трубок тока и давления в них. В обращенном факеле как и в прямотруйном кривые $u(s)$ и $\Delta P(s)$ (s — координата вдоль трубки тока) имеют характерный экстремум. К моменту, когда скорость достигает максимального значения, кривая давления проходит через минимум. Отметим также, что из-за более резкого по сравнению с прямотруйным факелом

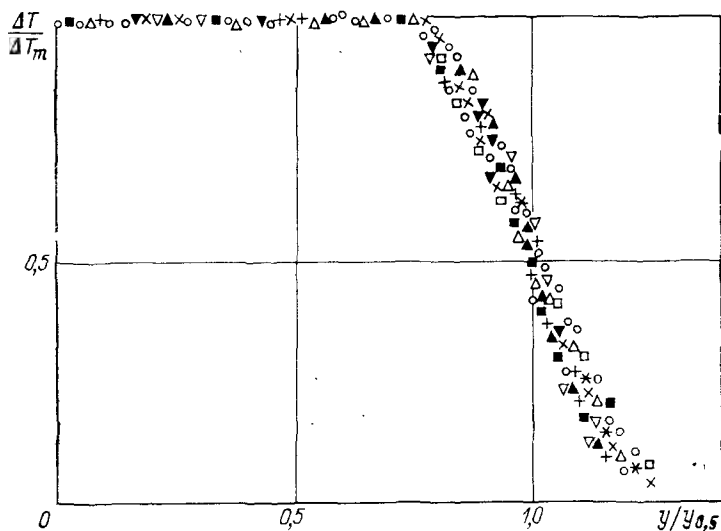


Рис. 6-14. Безразмерный профиль температуры в отраженном факеле ($7 < u_0 < 15$ м/с; $6 < d_{ст} < 15$)

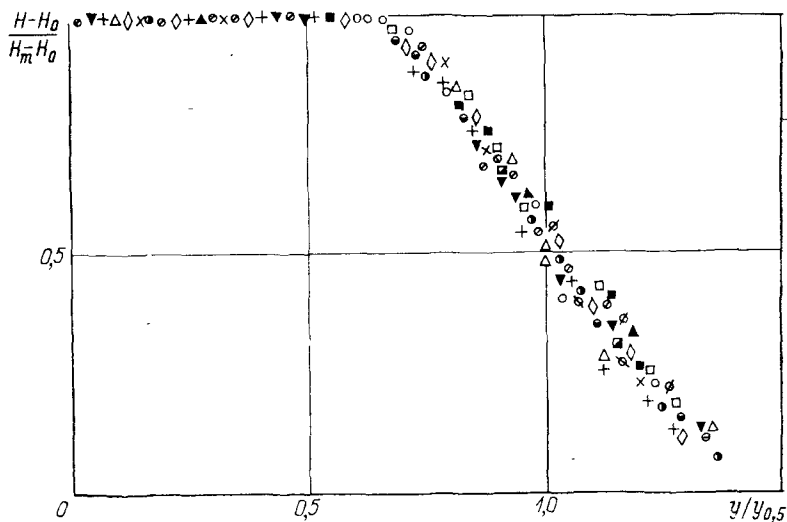


Рис. 6-15. Безразмерный профиль полного напора в отраженном факеле ($7 < u < 15$ м/с; $3 < \frac{x}{d_{ст}} < 12$)

изменения температуры вдоль трубок тока в обращенном факеле наблюдается относительно больший прирост скорости (падение давления) в окрестности фронта пламени.

На рис. 6-14 для ряда поперечных сечений обращенного факела приведены профили безразмерной температуры $\overline{\Delta T} = f(\overline{y})$ ($\overline{y} = y/y_{0,5}$, $y_{0,5}$ — координата, отвечающая значению $\Delta T = 0,5$). Из графика видно, что точки, относящиеся к различным сечениям обращенного факела, группируются вблизи единой кривой. В зоне горения и смещения зависимость $\overline{\Delta T} = f(\overline{y})$ близка к линейной.

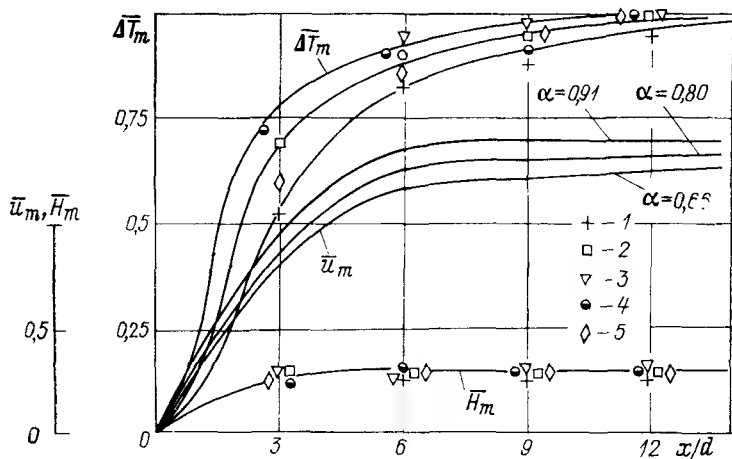


Рис. 6-16. Изменение полного напора, скорости и температуры вдоль оси обращенного факела

1 — $\alpha = 0,66$, 2 — $\alpha = 0,73$, 3 — $\alpha = 0,80$, 4 — $\alpha = 0,91$, 5 — $\alpha = 1,05$

В центральной области факела — зоне продуктов сгорания — распределение $\overline{\Delta T}$ практически равномерное.

Распределение полного напора в поперечных сечениях обращенного факела показано на рис. 6-15. На графике приведены результаты обработки опытных данных, относящихся к различным режимам, в координатах $\Delta \overline{H} = f(\overline{y})$. Приведенные данные показывают, что в обобщенных координатах профили полного напора подобны.

Изменение вдоль оси факела условной толщины динамического и теплового слоя показывает, что зависимости $\overline{y}_{0,5}(\overline{x})$ линейные.

На рис. 6-16 для ряда значений коэффициента избытка воздуха показано изменение полного напора, температуры и скорости вдоль оси обращенного факела. Из графика видно, что в области, примыкающей к стабилизатору (протяженностью

примерно 5 калибров), происходит резкое увеличение $\Delta \bar{T}_m$, $\bar{u}_m$ и $\bar{H}_m$. На больших удалениях от стабилизатора темп изменения характерных величин существенно уменьшается. Как было отмечено ранее, изменение температуры в начальном участке факела связано с тепловым режимом горения. Вдали от источника поджигания температура вдоль оси факела практически не изменяется. Что касается резкого изменения скорости и полного напора вблизи стабилизатора, то оно связано с вырождением следа, образующегося при обтекании плохообтекаемого тела потоком свежей смеси. На значительном удалении от стабилизатора значение скорости и полного напора на оси течения сохраняется практически неизменным. Значения u и H в этой области определяются параметрами набегающего потока и тепловыделением во фронте пламени.

Измерения показывают, что в исследованном диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха $0,65 < \alpha < 1,25$ в турбулентном обращенном факеле зависимость суммарного потока теплосодержания от продольной координаты близка к параболической. Это свидетельствует о постоянстве количества вещества, реагирующего на единице поверхности фронта пламени. Действительно, только в этом случае суммарное тепловыделение

$Q = 2\pi \int_0^\infty \rho u c_0 \Delta T y dy$ будет описываться квадратичной зависи-

мостью (так как поверхность фронта пламени при условии прямолинейности границ факела пропорциональна x^2). Что касается влияния коэффициента избытка воздуха, то при постоянной скорости истечения кривой $Q(\alpha)$ немонотонна. При обеднении смеси интенсивность тепловыделения вначале возрастает (до $\alpha \approx 0,91$), а затем падает. Такой характер изменения $Q(\alpha)$ определяется зависимостью скорости турбулентного горения от состава смеси: максимальному значению u_T (и соответственно интенсивности тепловыделения) отвечает значение $\alpha < 1$.

6-4. СОСТАВНОЙ ФАКЕЛ

На рис. 6-17 для двух значений отношения $\frac{r}{R}$ представлены фотографии составного гомогенного факела. Фотографии получены при горении однородной смеси (пропан—воздух) в системе осесимметричных струй, истекающих из прямоструйной горелки, снабженной четырьмя соплами (с диаметром выходного отверстия r), расположенными равномерно вдоль окружности радиуса R .

Из рис. 6-17 видно, что структура составного гомогенного факела существенно зависит от плотности компоновки струй в блоке. При достаточно малых значениях $\frac{r}{R}$, отвечающих ра-

зомкнутому режиму горения, элементарные фронты пламени сохраняют свою индивидуальность и практически не взаимодействуют друг с другом. При увеличении отношения $\frac{r}{R}$ — повышении плотности компоновки — интенсивность взаимодействия элементарных пламен заметно возрастает. При некотором крити-

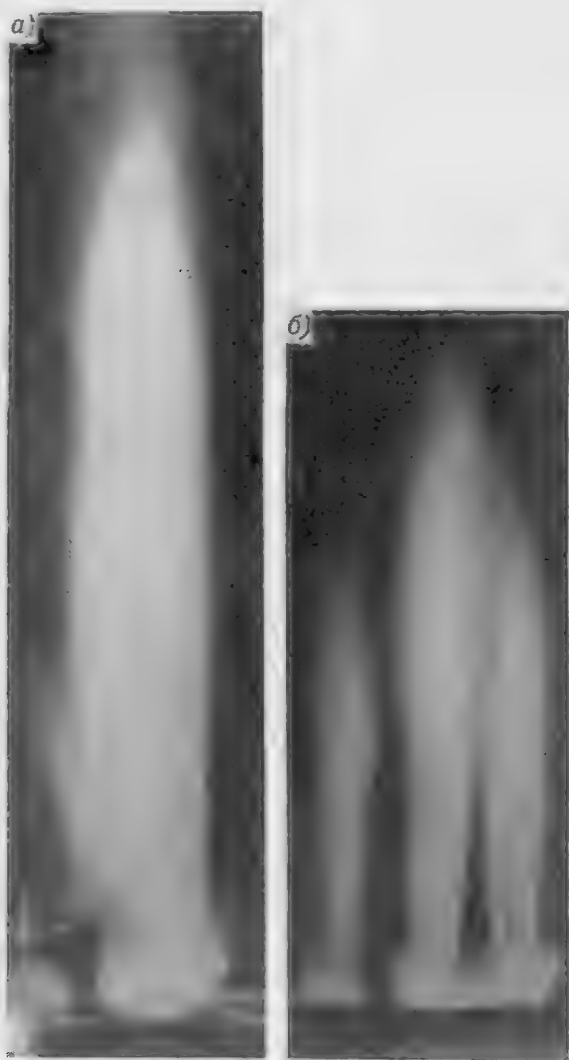


Рис. 6-17. Составной гомогенный факел: *а* — сомкнутый режим ($r/R=0,3$), *б* — разомкнутый режим ($r/R=0,03$)

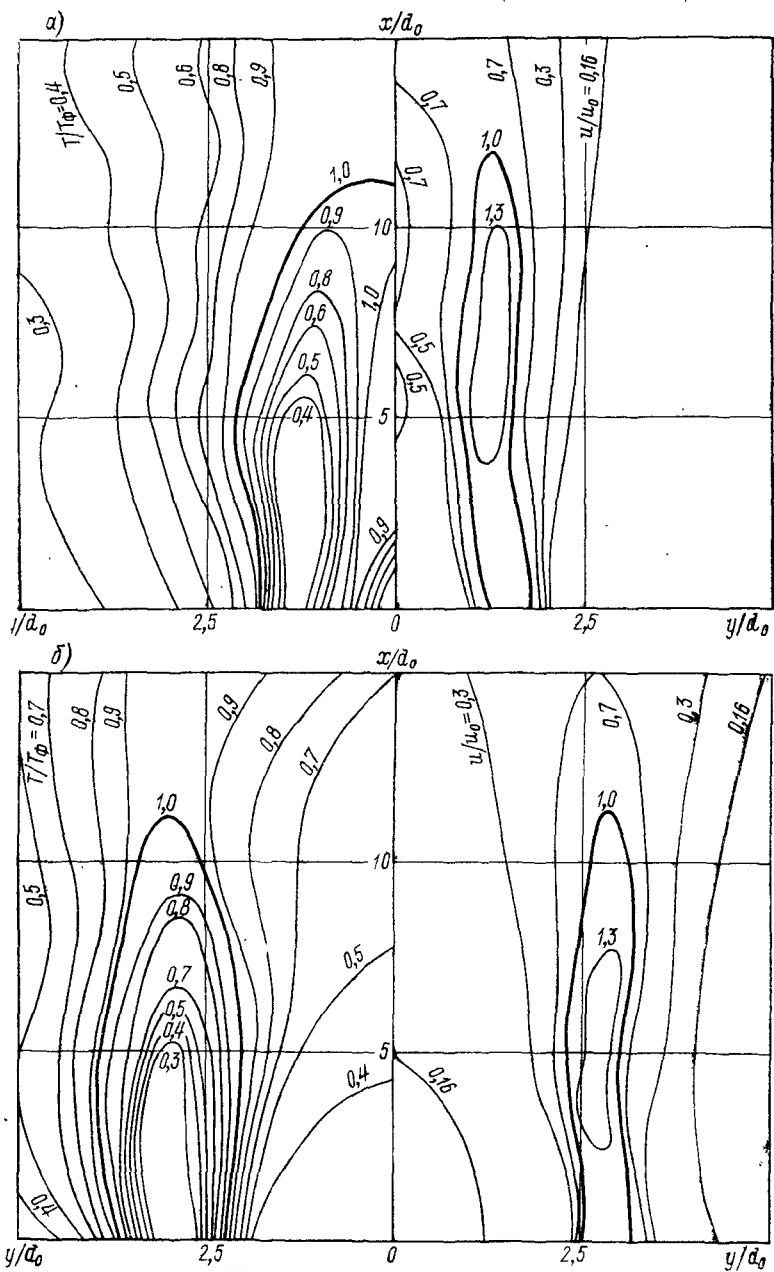


Рис. 6-18. Распределение скорости и температуры в составном гомогенном факеле: а — сомкнутый режим, б — разомкнутый режим

ческом значении отношения $\frac{r}{R}$ происходит слияние элементарных факелов и образование единого фронта пламени. Значениям $\frac{r}{R} > \left(\frac{r}{R}\right)_{кр}$ отвечает сомкнутый режим горения.

Приведенные данные показывают, что в качественном отношении изменение режима горения составного гомогенного факела в зависимости от относительного удаления сопел от оси горелки аналогично изменению режима горения составного диффузионного факела. В обоих случаях в зависимости от величины $\frac{r}{R}$ могут реализоваться три характерных режима горения — сомкнутый, критический и разомкнутый, существенно различающиеся по аэродинамике течения, конфигурации фронта пламени и т. д.

Характер изменения скорости и температуры в поле течения составного гомогенного факела иллюстрируют рис. 6-18, 6-19. На первом из них для двух значений параметра $\frac{r}{R}$, соответствующих сомкнутому и разомкнутому режимам представления (в виде серии изотак и изотерм) данные измерений скорости и температуры в плоскости, проходящей через ось течения и центры сопел, расположенных на одном диаметре. На втором представлены профили динамического давления и температуры в ряде поперечных сечений факела. На этом же графике нанесена (жирная линия) линия фронта пламени.

Из графиков видно, что при сомкнутом режиме фронт пламени имеет весьма сложную форму, существенно отличающуюся от формы бунзеновского пламени. При разомкнутом режиме конфигурация фронта близ-

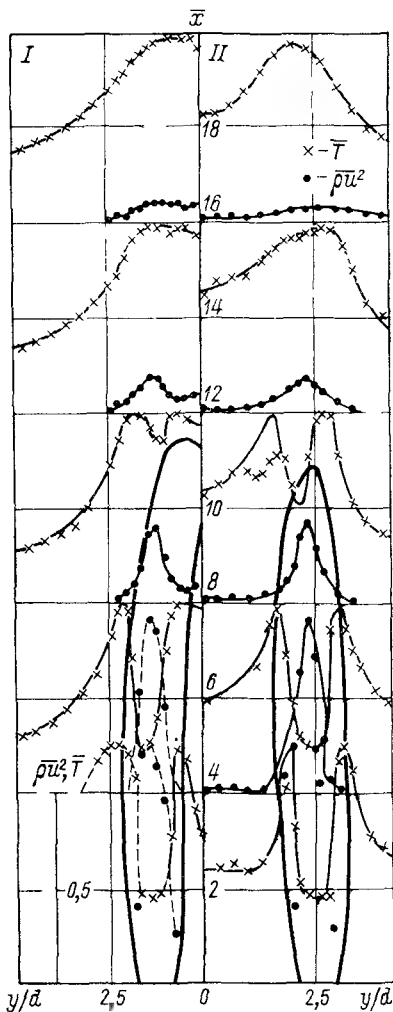


Рис. 6-19. Распределение динамического давления и температуры в составном гомогенном факеле
I — сомкнутый режим, II — разомкнутый режим

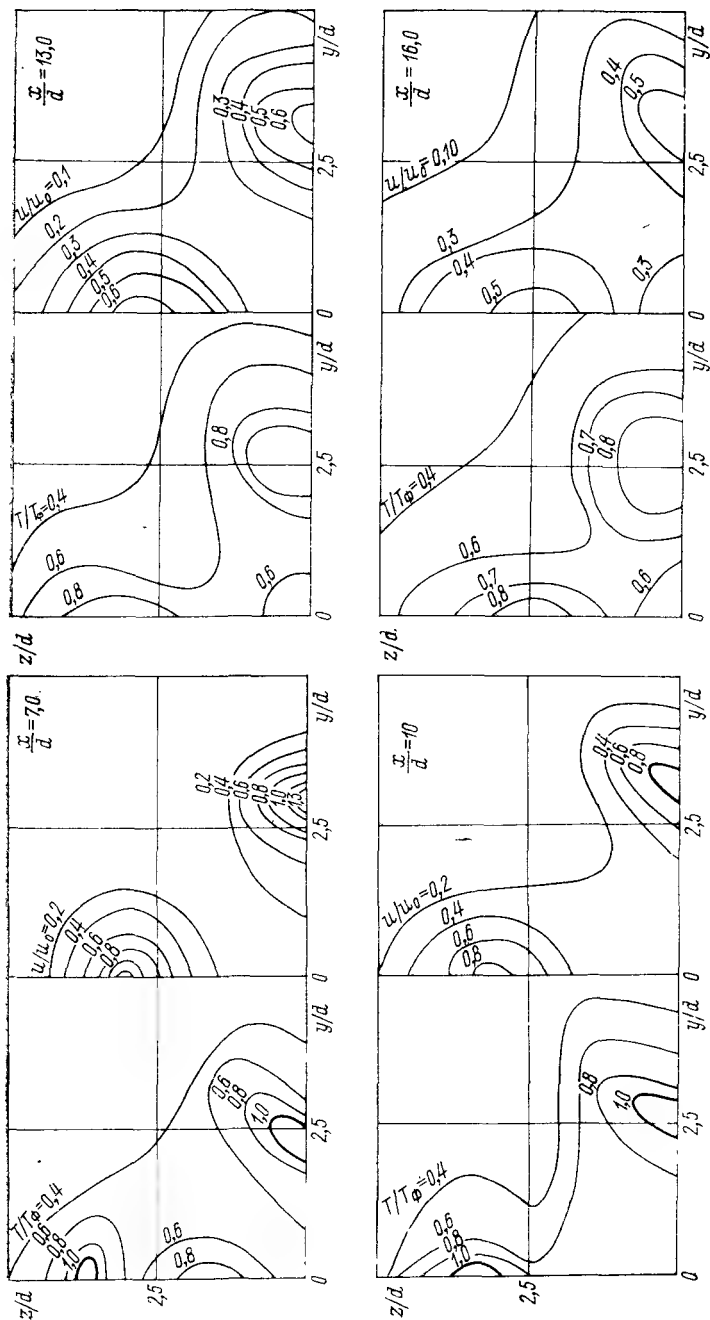


Рис. 6-20. Распределение скорости и температуры в поперечных сечениях составного гомогенного факела

ка к конфигурации фронта пламени в затопленном гомогенном факеле.

Приведенные данные свидетельствуют о значительном ускорении газа в поле течения составного гомогенного факела. Из рис. 6-18 видно, что область значительного прироста скорости (зона, ограниченная изотохами $\frac{u}{u_0} > 1$) расположена внутри зоны, очерченной фронтом пламени, которой отвечает область максимальных градиентов температуры.

Наиболее полное представление о гидродинамической и тепловой структурах составного гомогенного факела дает рис. 6-20, на котором приведены подробные данные о распределении скорости и температуры в ряде поперечных сечений факела, расположенных на различном удалении от плоскости среза сопл.

Данные об изменении расхода вдоль оси составного гомогенного факела показывают, что зависимость $\frac{G}{G_0} = f\left(\frac{x}{d_0}\right)$ при со-
мкнутом и разомкнутом режимах горения близка к линейной. Уменьшение плотности компоновки сопел приводит, как и в струях инертного газа, к повышению эжекционной способности факела вследствие роста суммарной поверхности границ зоны смешения. Данные о выгорании составного факела показывают, что интегральное тепловыделение в факеле слабо зависит от отношения $\frac{r}{R}$. Это объясняется тем, что в гомогенном факеле интенсивность тепловыделения определяется скоростью турбулентного распространения пламени по свежей смеси, т. е. процессами, протекающими вблизи внутренней границы пограничного слоя, и практически не зависит от смешения продуктов сгорания с окружающим газом.

6-5. О РАСЧЕТЕ ГОМОГЕННОГО ФАКЕЛА

Как показывают данные экспериментальных исследований, гомогенный факел представляет собой типичное струйное течение, для расчета которого может быть широко использован аппарат аэродинамической теории турбулентного факела. В связи с последним уместно напомнить, что основополагающее в аэродинамической теории предположение о бесконечно большой скорости реакции не приводит при расчете турбулентного гомогенного факела к замкнутой системе уравнений. Действительно, при горении факела однородной смеси нельзя использовать обычное для диффузионного горения условие смешения потоков реагентов в стехиометрической пропорции, так как оно выполняется в данном случае тривиально во всех точках области, заполненной свежей смесью. Поэтому при анализе аэродинамики гомогенного факела необходимо использовать некоторые дополнительные условия, устанавливающие связь

координат фронта пламени с заданными характеристиками.

Рассмотрим один из возможных путей определения местоположения фронта пламени при горении прямоструйного турбулентного газового факела.

Допустим, что струя стехиометрической смеси вытекает в пространство, заполненное воздухом или инертным газом. При наличии у устья горелки устойчивого источника поджигания

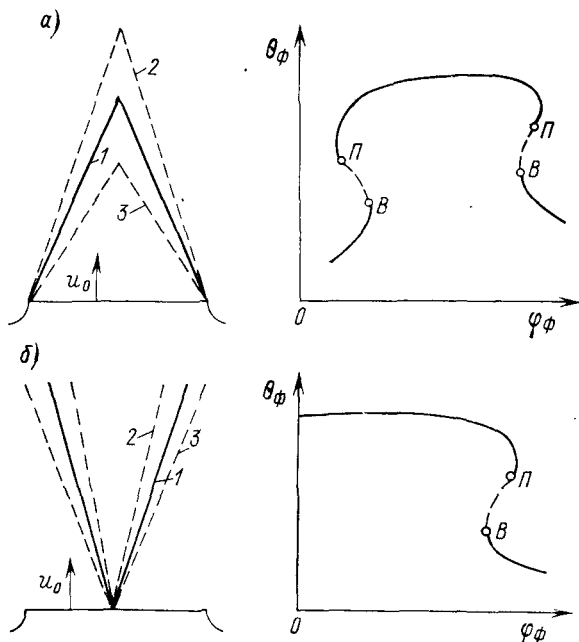


Рис. 6-21. Схема факела однородной смеси: а — прямоструйный факел, б — обращенный факел
П и В — критические режимы потухания и воспламенения

в поле течения установится стационарный (в среднем) фронт пламени (рис. 6-21). Полагая скорость реакции достаточно большой, рассмотрим характер изменения параметров при отклонении фронта в ту или иную сторону от среднего положения. При отклонении фронта во внешнюю область (положение 2) в зоне горения будет присутствовать дополнительное (по сравнению со стехиометрическим) количество воздуха или инертного газа, поступающее в результате смещения смеси с окружающим факел газом. Балластирование зоны реакции избыточным окислителем (или инертным газом) вызовет снижение температуры, расширение зоны горения и т. д. При больших отклонениях фронта падение температуры и соответственно скорости реак-

ции может оказаться столь значительным, что произойдет срыв горения — потухание.

При отклонении фронта во внутреннюю область факела (положение 3) будет увеличиваться количество вещества, подводимого к единице поверхности фронта пламени. Так как скорость реакции конечна, то при определенном отклонении часть свежей смеси не сможет прореагировать в зоне горения. В результате этого при больших отклонениях фронта будет наблюдаться снижение температуры и скорости реакции.

Таким образом, область стационарных положений фронта пламени ограничена предельными значениями обобщенной координаты Φ_f , при которых происходит потухание вследствие переохлаждения зоны горения. Из всех возможных значений Φ_f только одному $\Phi_{f\max}$ отвечает максимальная температура горения и полнота сгорания. Естественно предположить, что стационарному положению фронта пламени соответствует максимальная в данных условиях температура и, следовательно, максимальная скорость горения. Такое предположение позволяет замкнуть аэродинамический и тепловой расчет факела — определить профили всех характерных величин, а также найти местоположение фронта пламени и значения температуры горения для заданных условий истечения [27].

Часть третья

УПРАВЛЕНИЕ СТРУЯМИ И ФАКЕЛОМ

Глава 7.

Аэродинамика струй при наложении низкочастотных пульсаций

7-1. ОБ АКТИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ НА СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Заключительная часть книги посвящена вопросу, весьма важному в прикладном и научном отношениях. Речь идет о характерных для современного этапа развития теории и практики сжигания газа попытках направленного воздействия на структуру и свойства турбулентных струй и факела. Попытки такого рода (в принципе, конечно, не новые) создают основу управления струями и факелом. В 7-й главе будут рассмотрены данные, относящиеся к одному из эффективных способов воздействия на распространение турбулентных струй — к наложению низкочастотных пульсаций; в 8-й главе — данные о применении этого же воздействия для управления газовым факелом.

В общем плане этой книги материал, изложенный в 7-й главе, является в известной мере вспомогательным. Как и в других случаях, предварительное обсуждение «холодной» аэродинамики помогает глубже понять механизм воздействия на факел. Вместе с тем содержание этой главы имеет и некоторое самостоятельное значение для прикладной газодинамики в целом.

В § 7-1 содержится краткое описание различных активных воздействий на струйные течения. Для иллюстрации приведены отдельные данные о влиянии таких воздействий на развитие турбулентных струй. Подробное описание механического турбулизатора, предназначенного для генерирования низкочастотных колебаний, наложение которых на течения в струях и факеле приводит к резкой интенсификации турбулентного обмена, дается в § 7-2. Следующий § 7-3 посвящен одному из основных случаев — осесимметричной затопленной струе (при одинаковых или различных значениях плотности газа в струе и окружающей среде), для которой сравниваются средние характеристики течения при наложении низкочастотных колебаний и без них. Более детальный анализ влияния турбулизатора на структуру струи содержится в § 7-4, посвященном пульсационным характеристикам затопленной осесимметричной струи. Наконец, в § 7-5 приведены подробные данные о воздействии низкочастотных колебаний на распространение спутных струй. Материал, изложенный в 7-й главе, основан на результатах экспериментальных исследований, проведенных совместно с рядом сотрудников: Ю. И. Михасенко (разработка турбулизатора и детальное изучение его влияния на затопленную струю [28]), И. А. Кельмансон (качественная структура течения при наложенных колебаниях), Э. П. Бурминским (спутные струи), Н. П. Мурахвером (струн сжимаемого газа [58, 59]), а также В. И. Кукесом, А. И. Агульковым и др. Что касается данных о влиянии турбулизатора на развитие газового факела при горении неперемешанных газов или однородной смеси, изложенных в гл. 8, то они основаны на экспериментах О. А. Кузнецова [52] и частично Н. П. Мурахвера и З. Б. Сакилова.

Попытки управления турбулентными струями, т. е. оказания активного целенаправленного влияния на закономерности распространения их и такие интегральные свойства, как дальность и угол разброса струи, эжекционная способность, темп затухания и т. п., как уже отмечалось, отнюдь не новы. В еще большей мере это относится к развитию газового факела. И действительно, давно известные инженерные средства — выбор формы и размеров горелок, установка разнообразных регистров, завихрителей, экранов, козырьков и других устройств предназначены по существу именно для управления факелом. Эти же приемы или близкие к ним используются для управления струями. Более того, как показано в § 4-1, зачастую вне зависимости от желания конструктора важные для практики свойства струй (эжекционная способность, интенсивность перемешивания и др.) определяются разнообразными не всегда учитываемыми факторами. В числе их, например, нарастание пограничного слоя на внутренней и внешней поверхностях сопла, условия смыкания потоков, начальный («естественный») уровень турбулентности и др. Хотя все они и охватываются в расчете условным коэффициентом турбулентной структуры, но, как правило, они трудно контролируемы и не всегда могут быть заданы заранее.

Наряду с этим, можно указать ряд прямых способов активного воздействия, направленных на придание струйным течениям определенных, заранее выбранных свойств. В большинстве случаев речь идет об организованном влиянии не только на средние характеристики течения, но и на пульсационную структуру струи (а, следовательно, и на осредненное течение) с помощью специальных турбулизаторов. По принципу действия их можно условно разделить на механические (турбулизирующие сетки, специальные вставки и хонейкомбы, вибрирующие сопла, вращающиеся турбулизаторы [28, 60, 87, 99]), гидродинамические (струйные) турбулизаторы, акустические устройства (репродукторы, резонаторы [22, 46]), электромагнитные устройства для воздействия на течение проводящей жидкости [100]).

В зависимости от назначения различные турбулизаторы могут вызывать только повышение (или только снижение) интенсивности турбулентных пульсаций или же оба эффекта. Это характерно, например, для акустического воздействия, приводящего (до определенной частоты наложенных акустических колебаний) к турбулизации течения, а при превышении ее к ламинаризации его. Практически удобными являются турбулизаторы, допускающие непре-

ривую (или достаточно плавную) регулировку в ходе эксперимента. К ним относятся, например, механические с переменным числом оборота диска турбулизатора и акустические с регулируемой частотой (и амплитудой) излучения. Хотя влияния, оказываемые различными по своей природе воздействиями на течение в струе, в каждом конкретном случае зависят от своих определяющих параметров, внешние проявления их имеют много общего. Заметно прежде всего, что наиболее подвержены воздействиям струйные течения в переходной области. Наложение различных воздействий может существенно приблизить или отдалить переход из ламинарной формы течения в струях в турбулентную [22, 38, 60, 101]. Наряду с этим наиболее подвержен влияниям так называемый начальный (а также переходный) участок струи. При интенсификации турбулентности длина начального участка резко сокращается и может быть сведена практически к нулю [28]; при снижении уровня пульсаций длина начального участка, обычно равная 4—5 калибрам, может быть доведена до нескольких десятков, если не сотен, калибров [60]. Одновременно с этим действие турбулизатора может существенно приблизить к устью сопла (или отдалить от него) участок развитого автомодельного течения [34].

Все это, хотя и не исчерпывает влияния турбулизаторов на развитие турбулентных струй, но в известной мере предопределяет дальнейшее рассмотрение вопроса.

Перед систематическим изложением данных, относящихся к влиянию на распространение струй выбранного типа механического турбулизатора, создающего низкочастотные пульсации (§ 7-2—7-5), приведем отдельные примеры влияния различных воздействий, иллюстрирующие сказанное выше.

В работе [34] показано, что при наложении акустического поля может наблюдаться как ламинаризация, так и турбулизация струйного течения.

Аналогичным образом двойное по характеру воздействие (интенсификацию пульсационного движения или его подавление, частичное или полное) могут оказывать механические средства. Например, при установке турбулизирующих сеток наблюдается уменьшение, а при установке специальных хоней-комбов увеличение длины начального участка [60, 87].

Такое же (детурбулизирующее) влияние на струи проводящей жидкости оказывает, как известно, наложенное магнитное поле.

Что касается влияния различных воздействий на переход от ламинарного режима движения в струях к турбулентному, то, отсылая за деталями к работам [29, 38, 101], ограничимся приведенными выше данными.

В целом (это видно из приведенных примеров и особенно из последующего изложения) применение различных активных воздействий и основанных на них турбулизаторов позволяет в достаточно широком диапазоне изменять средние и пульсационные характеристики турбулентных струй. При этом прикладное значение управления струями (например, интенсификации тепло- и массообмена) удачно сочетается с возможностями исследования, так как приводит к получению дополнительной информации, способствующей в какой-то мере выяснению механизма явления.

7-2. МЕХАНИЧЕСКИЙ ТУРБУЛИЗАТОР

Схема простейшего механического турбулизатора, предназначенного для направленного воздействия на аэродинамику затопленных струй и факела, показана на рис. 7-1. Турбулизатор представляет собой цилиндрическую камеру, в проточной части которой вращается диск*. В зависимости от заданного режима число оборотов диска турбулизатора может изменяться. Последнее обеспечивает возможность плавного регулирования

* Ось вращения диска нормальна к оси камеры.

интенсивности налагаемых пульсаций и реализации промежуточных режимов, отвечающих заданным значениям параметров. Это качество механических турбулизаторов весьма существенно для исследования процессов, сопровождающихся резкой перестройкой поля течения при малых изменениях значений режимных параметров — при переходе от ламинарного движения к турбулентному, при срыве горения и т. д.

Измерения, проведенные при широкой вариации геометрических размеров основных элементов турбулизатора и значений режимных параметров, показывают, что структура потока на выходе из сопла турбулизатора определяется в основном соотношением

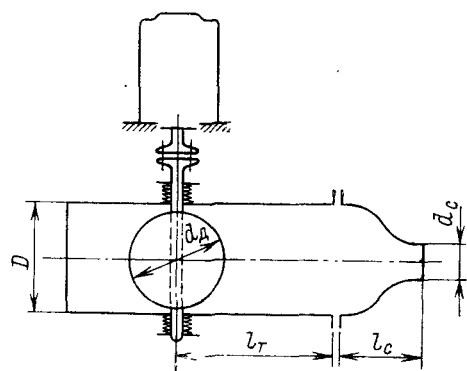


Рис. 7-1. Схема механического турбулизатора

характерных размеров $\left(\frac{l_r + l_c}{D}, \frac{d_c}{D}\right)$ и других — рис. 7-1), числом оборотов диска и скоростью истечения. В опытах по определению оптимальных (в смысле наибольшего воздействия на струю) размеров турбулизатора относительные расстояния от среза сопла до оси вращения диска к диаметру камеры изменялось от 2,14 до 5,6; отношение диаметра сопла к диаметру камеры

$\left(\frac{d_c}{D}\right)$ — от 0,22 до 1 и отношение диаметра диска к диаметру камеры $\left(\frac{d_d}{D}\right)$ — от 0,7 до 0,98. При этом максимальная степень перекрытия сечения камеры диском турбулизатора

$\left(\frac{d_d}{D}\right)^2$ изменялась от 0,18 до 0,96, а степень поджатия потока в сопле $\left(\frac{D}{d_c}\right)^2$ от 1 до 20,7. Для турбулизаторов с диаметром

проточной части от 30 до 150 мм оптимальными в указанном выше смысле являются следующие соотношения характерных

размеров: $\frac{D}{d_c} = 3,25$, $\left(\frac{D}{d_c}\right)^2 = 10,5$; $\frac{l_r}{D} = 2,7$; $\left(\frac{d_d}{D}\right) = 0,88$. При этом уровень начальной турбулентности может изменяться в пределах

$0,5 < \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{u_0} < 42\%$, $1,5 \leq \frac{\sqrt{\langle v'^2 \rangle}}{u_0} \approx \frac{\sqrt{\langle w'^2 \rangle}}{u_0} \leq 20 \div 25\%$

при сохранении равномерным профиля средней скорости на выходе из сопла.

Следует заметить, что в большинстве известных экспериментов использовались механические турбулизаторы, снабженные

соплами с диаметром выходного отверстия от 10 до 60 мм. При очень малых размерах сопл ($d_c \approx 2 \div 3$ мм и меньше), когда велико влияние пограничных слоев, характер влияния турбулизатора на структуру течения может, по-видимому, изменяться.

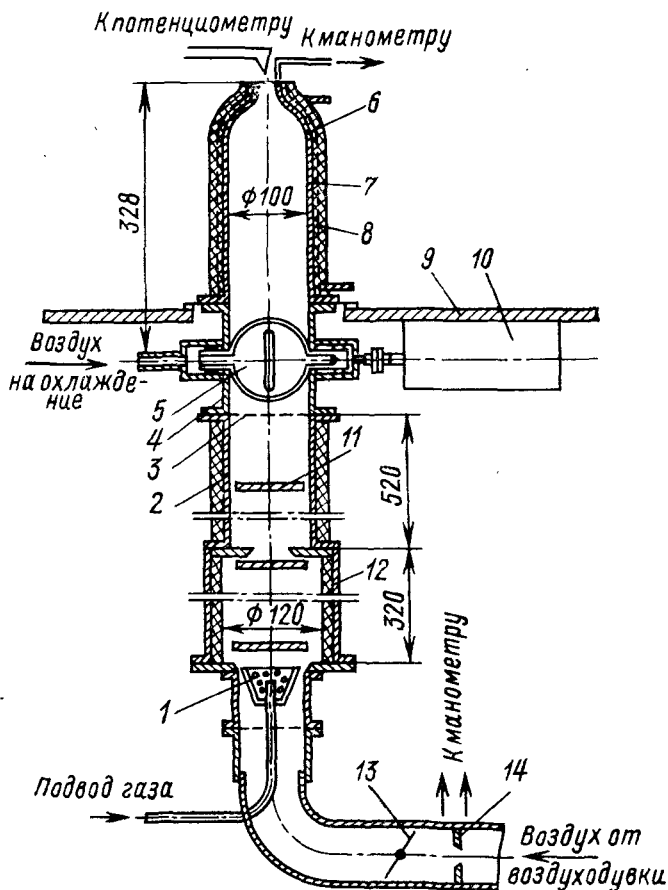


Рис. 7-2. Схема экспериментальной установки

1 — форсунка, 2 — труба, 3 — сетка, 4 — корпус турбулизатора, 5 — турбулизатор, 6 — сопло, 7 — спираль электрического нагревателя, 8 — труба, 9 — плита, 10 — электродвигатель, 11 — диск, 12 — подогреватель камеры сгорания, 13 — шиббер, 14 — мерная шайба

На рис. 7-2 показана схема установки для исследования влияния низкочастотных пульсаций на аэродинамику неизотермических струй [58]. Установка представляет собой прямоточную камеру сгорания, снабженную механическим турбулизатором. Камера сгорания выполнена в виде стального цилиндра,

футерованного керамикой Al_2O_3 . Она снабжена стабилизирующим устройством, обеспечивающим устойчивое горение при различных режимах работы.

Механический турбулизатор выполнен в виде стального стакана, корпус которого (длиной 128 мм и внутренним диаметром 102 мм) состоит из двух половин и имеет фланцевый разъем вдоль вертикальной оси. Внутри корпуса расположен пустотелый диск (диаметром 97 мм и толщиной 10 мм), закрепленный в продольном пазу полого валика диаметром 22 мм. Вал турбулизатора вращается в двух радиальноупорных подшипниках. Для обеспечения нормального температурного режима работы подшипников и механической прочности турбулизатора предусмотрено принудительное воздушное охлаждение диска турбулизатора и корпуса правого подшипника. Левый подшипник снабжен водяным охлаждением. Он имеет возможность перемещаться в осевом направлении, компенсируя удлинение валика турбулизатора за счет теплового расширения. Такая конструкция позволяет налагать низкочастотные пульсации ($f \leq 150$ Гц) на турбулентные неизотермические струи ($T \leq 1300$ К) и существенно изменять их аэродинамические характеристики.

Простейшие однодисковые турбулизаторы могут быть применены только для регулирования параметров затопленных струй и газовых пламен. Для направленного воздействия на более сложные типы струй и, в частности, на струи, распространяющиеся в спутном потоке, используются турбулизаторы иной конструкции. Существенно, однако, что основным элементом, воздействующим на поток газа в них, являются плоские пластины (той или иной формы), вращающиеся вокруг некоторых осей. Примером турбулизатора такого типа может служить турбулизатор, предназначенный для регулирования смещения коаксиальных струй. Установка для исследования аэродинамики таких струй была выполнена в виде двух коаксиальных труб (диаметром 75 и 160 мм, длиной 1000 мм), по которым подавался воздух от двух независимых вентиляторов. К торцевой части внешней трубы крепились профилированные сопла различного диаметра: $d = 30, 40, 50$ и 60 мм. Диаметр центрального сопла был равен 20 мм. Во внутренней трубе был установлен электроподогреватель, обеспечивший перегрев воздуха в центральной струе относительно окружающей среды на 30 К. Воздух в кольцевой струе во всех опытах имел температуру, равную температуре воздуха в окружающем пространстве. Для турбулизации центральной струи использовался однодисковый механический турбулизатор. Изменение интенсивности турбулентности кольцевой струи осуществлялось с помощью механического турбулизатора специальной конструкции. Он представлял собой кольцевую камеру, по периметру которой располагались пять пластин, выполненных в виде усеченных секторов. Вращение каждой из них с частотой, регулируемой в пределах

$0 < n < 6000$ об/мин, осуществлялось с помощью автономных электродвигателей постоянного тока.

Измерения показали, что кольцевой турбулизатор обеспечивал возможность изменения интенсивности турбулентности в пределах $0,3 < \varepsilon < 20\%$ при сохранении практически равномерного начального профиля скорости.

Приведенные выше схемы механических турбулизаторов, разумеется, не исчерпывают всего многообразия возможных решений. В зависимости от конкретных условий и в первую очередь от значения режимных параметров и вида струйного движения конструктивное оформление турбулизатора может быть существенно различным. Это отнюдь не означает изменения принципов, положенных в основу описанных выше схем, а свидетельствует лишь о необходимости гибкого приложения их к конкретным условиям. Иллюстрацией этому может служить кольцевой турбулизатор, в котором эффективно используются основные элементы механических турбулизаторов простейшего типа.

7.3. ЗАТОПЛЕННЫЕ СТРУИ

В качестве первого и притом основного объекта исследования влияния на струйное течение низкочастотных колебаний, генерируемых описанным в § 7-2 механическим турбулизатором, рассмотрим осесимметричную затопленную турбулентную струю. Вначале речь будет идти о струе газа с той же плотностью газа, что и в окружающей среде, а затем — с отличной. В обоих случаях ограничимся первоначально распределением средних величин — скорости, температуры и других — в поле течения, перенеся обсуждение пульсационной структуры струи при воздействии турбулизатора в следующий параграф этой главы.

Обратимся прежде всего к экспериментальным данным, представленным на рис. 7-3 в виде зависимости средней скорости на оси струи от расстояния до устья сопла при различной частоте вращения диска турбулизатора. Для сравнения среди кривых на рис. 7-3 приведены две кривые, снятые при неподвижном диске, ориентированном вдоль по потоку и поперечно к нему (при минимальном и максимальном гидравлическом сопротивлении турбулизатора с невращающимся диском соответственно).

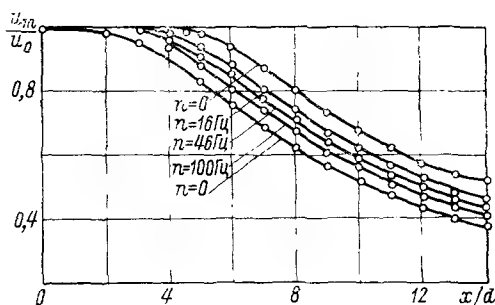


Рис. 7-3. Распределение скорости вдоль оси струи при различной частоте вращения турбулизатора

Заметим, что все данные на рис. 7-3, как и на последующих, относятся к истечению струи с практически равномерным профилем скорости в выходном сечении сопла. Условие сохранения однородного начального профиля ограничивало в опытах максимальное допустимое число оборотов диска; превышение его вело к заметному искажению профиля.

Как видно из графика, увеличение частоты вращения турбулизатора приводит к заметному, прогрессивно возрастающему увеличению интенсивности затухания скорости вдоль оси струи. Кривые на рис. 7-3 относятся к постоянной скорости истечения струи ($u_0 = 100$ м/с) из сопла заданного диаметра ($d_c = 40$ мм).

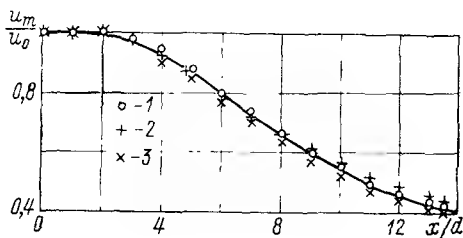


Рис. 7-4. Зависимость $\frac{u_m}{u_0} = f\left(\frac{x}{d}\right)$

1 — $u_0 = 93,3$ м/с, $n = 97$ Гц, $Sh = 0,041$; 2 — $u_0 = 56,3$ м/с, $n = 57$ Гц, $Sh = 0,04$; 3 — $u_0 = 30$ м/с, $n = 31$ Гц, $Sh = 0,042$

Опыт показывает, что аналогичный эффект сохраняется при вариации скорости истечения и диаметра сопла. Во всех случаях увеличение частоты вращения при прочих равных условиях влечет за собой более быстрое падение скорости на оси струи. Примечательно, что различные кривые $\frac{u_m}{u_0} =$

$$= f\left(\frac{x}{d}\right), \quad \text{относящиеся}$$

к разным значениям скорости истечения u_0 и числа оборотов n , располагаются на графике зависимости относительной скорости $\frac{u_m}{u_0}$ от длины $\frac{x}{d}$ последовательно — темп затухания скорости растет при увеличении числа Струхала $Sh = \frac{nd}{u_0}$.

На рис. 7-4 представлены данные, относящиеся к разным значениям n и u_0 , но к одинаковому их отношению (и, следовательно, к одному и тому же значению числа Sh при том же диаметре сопла). Как видно, затухание скорости однозначно определяется значением критерия Sh , рассчитанным по «внешним» характеристикам — скорости истечения, диаметру сопла и скорости вращения диска (рис. 7-5). Этот важный результат свидетельствует, в частности, об автомодельности поля средней скорости при различных числах Струхала. Справедливость его ограничена условиями эксперимента и далекая экстраполяция без опытной проверки рискованна, например, выход за пределы размеров турбулизатора, указанных в § 7-2 (особенно в сторону существенно меньших размеров).

На рис. 7-5 представлены аналогичные данные для изменения средней величины избыточной температуры на оси слабо подогретой относительно окружающей среды воздушной струи.

И здесь увеличение частоты вращения ускоряет при прочих равных условиях падение температуры $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0}$ с удалением от устья сопла. И здесь опытные данные, полученные при различных значениях n и u_0 , допускают обобщение при введении в качестве аргумента определяющего критерия — числа Струхала. При этом сравнение кривых $\frac{u_m}{u_0}$ и $\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0}$, относящихся к одному числу Sh , указывает (как и при выключенном или отсутствующем турбулизаторе, т. е. при $Sh=0$) на относительно более быстрое затухание температуры, чем скорости. Одинаковое по характеру

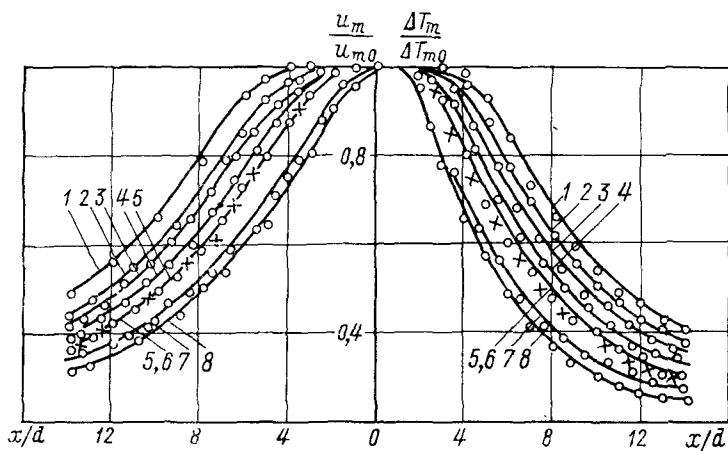


Рис. 7-5. Измерение скорости и температуры вдоль оси слабоподогретой струи при различных значениях числа Струхала
1 — $Sh=0$; 2 — $Sh=0,008$; 3 — $Sh=0,01$; 4 — $Sh=0,05$; 5, 6 — $Sh=0,06$; 7 — $Sh=0,09$; 8 — $Sh=0,12$

влияние числа Sh на распределение скорости и температуры в слабонеизотермической струе, а также неизменное соотношение между ними свидетельствуют об определяющей роли переноса импульса в процессе турбулентного обмена «пассивной субстанцией» — теплом или веществом. Из приведенных здесь данных и результатов измерений профилей средних значений скорости и избыточной температуры в поперечных сечениях струи (см. ниже) следует, что для струй, подверженных действию турбулизатора, эффективное значение так называемого турбулентного числа Прандтля сохраняется таким же, как и для струй с естественным уровнем турбулентности. Практически полученное в опытах значение $Pr_T \approx 0,75$ оказалось не зависящим от числа Струхала.

Более полное представление о влиянии генерируемых турбулизатором низкочастотных колебаний на среднее значение скорости в струе дают графики на рис. 7-6. В частности, на

рис. 7-6, б представлены для двух значений числа Sh профили средней скорости в нескольких сечениях струи. Как и следовало ожидать, более быстрое падение скорости на оси струи (при большем значении Sh) сопровождается заметно более быстрым расширением струи. Форма профилей скорости при этом оста-

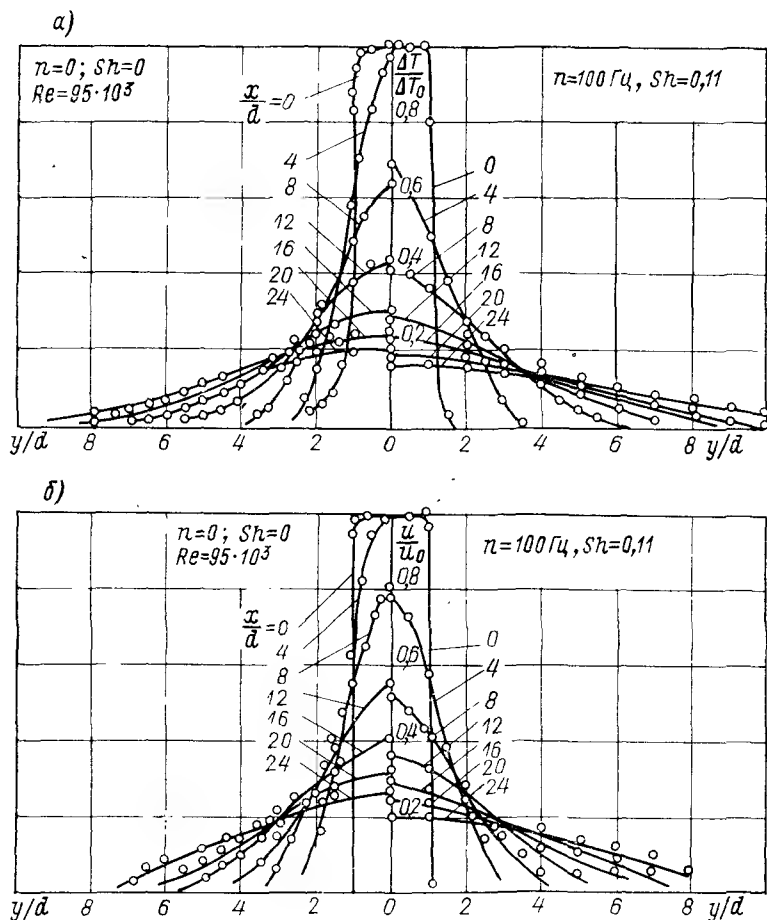


Рис. 7-6. Распределение скорости и температуры в поле течения осесимметричной струи при различных значениях Sh : а — профили температуры, б — профили скорости

ется качественно той же, что и в обычных турбулентных струях, хотя вырождение поля скорости происходит заметно раньше. Сводные данные о профилях скорости и температуры, приведенные на рис. 7-6, а, б, достаточно подробно и наглядно иллюстрируют интенсифицирующее действие турбулизатора. Обращает на себя прежде всего внимание то, что наложение низко-

частотных колебаний наиболее резко сказывается на начальном участке струи. С ростом числа Sh протяженность начального участка все более сокращается вплоть до практически полного его исчезновения при достаточно большом значении числа Струхала. При этом значительно приближается к устью сопла начало автомодельного (по средней скорости) участка течения, о чем будет идти речь в дальнейшем (см. § 7-4).

Разрушение потенциального ядра струи, в котором сохраняются первоначальные значения скорости и температуры, сопровождается резкой интенсификацией процесса перемешивания струи с окружающей средой и выравнивания поля скорости, температуры и т. д. (в частности, значительно возрастает эжекционная способность струи). Вместе с тем, и это следует подчеркнуть, типичная для обычных турбулентных струй линейная зависимость расхода газа в струе от расстояния наблюдается и в струях с искусственно повышенным уровнем турбулентности. Сохраняется также и типичная для затопленных турбулентных струй прямолинейность условных границ струн. Что касается количественной стороны, то в исследованном интервале значений числа Струхала ($0 \leq Sh \leq 0,1$) расход газа в поперечных сечениях струи для условий эксперимента может быть определен из эмпирической формулы вида:

$$\frac{G}{G_0} = 1 + 0,2k(Sh) \frac{x}{d}; \quad k = 1 + 0,45 Sh,$$

где G_0 — расход газа в начальном сечении.

Таким образом, несмотря на заметные количественные различия, характер изменения средних величин скорости и температуры в изотермических и слабоподогретых ($\Delta T_0 \approx 30$ К) струях, подверженных действию турбулизатора, сохраняется качественно тем же, что и в обычных, «естественных» турбулентных струях. Это позволяет предположить, что качественно неизменной остается в первом приближении и пульсационная структура струйного течения при наложении низкочастотных колебаний. Такое предположение требует, конечно, прямой проверки опытом. Эксперимент, проведенный при весьма малых значениях числа Sh (порядка 10^{-2}), показывает что в этих условиях в струе устанавливается, вообще говоря, весьма сложное колебательное движение. Последнее характеризуется, видимо, более высокой, чем типичное турбулентное, степенью корреляции и сохранением первоначальной вихревой структуры нестационарного потока на значительных расстояниях от сопла. В частности, и это свидетельствует об упорядоченности вынужденных колебаний в струе и о способности к своеобразному резонансу, кривая $\frac{u_m}{u_0} = f(Sh)$ для заданного значения $\frac{x}{d}$ при малых Sh не является монотонной.

Как следует из опытов, колебательное движение в струе отчетливо наблюдается на значительных расстояниях (до $\frac{x}{d} \approx 20$ и более) при истечении струи из тонких трубок ($d = 5 \div 6$ мм).

В противоположность этому при истечении струй из сопел диаметром 20—40 мм (и даже при $d = 10$ мм) по своему характеру среднее течение искусственно турбулизированных струй качественно, как уже отмечалось, ничем внешне не отличается от хорошо изученного среднего течения в обычных турбулентных струях.

Приведенные данные относились к изотермическим и слабоподогретым турбулентным воздушным струям, в которых различие плотности газа в струе и окружающей среде столь незначительно, что не оказывает влияния на движение*, а скорее служит удобным средством фиксации переноса пассивной субстанции. Значительный интерес представляет расширение области эксперимента и исследование влияния турбулизатора на распространение струй сжимаемого газа. Подробные данные такого рода, в особенности по пульсационной структуре, в настоящее время, видимо, отсутствуют. Судя по результатам эксперимента и измерений средних величин [58, 59], наложение низкочастотных пульсаций значительно интенсифицирует также турбулентный обмен в струе переменной плотности.

Исходя из общих физических соображений, можно ожидать, что влияние турбулизатора будет несколько сильнее при истечении более плотного газа в атмосферу более легкого. Это обстоятельство (по существу естественный вывод из закона инерции) делает метод наложения низкочастотных колебаний перспективным для интенсификации турбулентного обмена в газовом факеле, где температура газа в окружающей среде — фронте пламени — выше, а плотность ниже, чем соответственно температура и плотность газа в струе. В противоположность этому при истечении менее плотного (например, подогретого) газа в атмосферу более плотного газа турбулизующий эффект от наложения колебаний должен быть меньше. Струя газа малой плотности и без того затухает весьма быстро, поэтому эффективность турбулизатора может быть не столь большой. Все это подтверждается опытом.

На рис. 7-7, а представлены экспериментальные данные, характеризующие падение величины $(\rho u^2)_m$ на оси струи горячего газа, истекающей в атмосферу воздуха, находящегося при комнатной температуре. Параметром для различных кривых служит величина $\omega = \frac{\rho_\infty}{\rho_0} = \frac{T_0}{T_\infty}$ — отношение значений плотности газа в среде к плотности его в струе (индексы 0 и ∞ , как и

* Известное влияние на пульсационное движение может оказать свободная конвекция даже в слабо подогретых струях.

в других случаях, относятся соответственно к срезу сопла и к окружающей среде вдали от струи). При отсутствии турбулизатора такие кривые заметно отличаются друг от друга — с повышением параметра подогрева (в диапазоне $1 \leq \omega \leq 4$) падение кривой $\rho u_m^2 = f(x)$ становится более крутым [58]. Наложение низкочастотных пульсаций, генерируемых турбулизатором, сближает между собой кривые, относящиеся к различным значениям параметра ω . Уже при $Sh \geq 0,05$ распределение плотности потока импульса на оси струи практически перестает зависеть от степени подогрева. В дальнейшем оно определяется только значением числа Струхала (практически так же, как для изотермической струи, т. е. при $\omega = 1$).

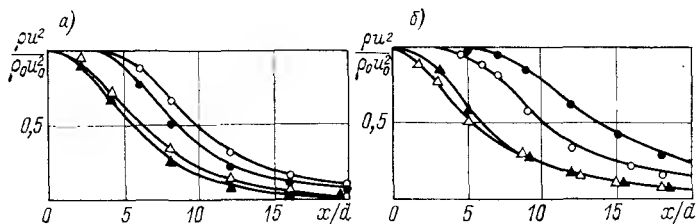


Рис. 7-7. Распределение плотности потока импульса вдоль оси струи переменной плотности: а — гелиевая струя ($\omega=7$), б — струя фреона ($\omega=0,27$)

Аналогичное влияние оказывают наложенные колебания на кривые изменения плотности потока избыточного теплосодержания $\rho u_{cp} \Delta T_m$ по оси струи. При достаточно большом значении числа Струхала кривые $\rho u_{cp} \Delta T_m = f(x)$ не зависят от параметра ω . Отсюда, между прочим, вытекает целесообразность использования в качестве опорных расчетных характеристик для струй с повышенным уровнем турбулентности величин ρu^2 и $\rho u_{cp} \Delta T$ — плотности потоков импульса и избыточного теплосодержания, распределение которых универсально (не зависит от ω). Что же касается распределения скорости (и температуры), то оно в таких струях зависит и от Sh , и от ω . Оба эти фактора влияют качественно единообразно — с повышением числа Струхала или степени подогрева возрастает темп падения скорости и избыточной температуры по оси струи, т. е. интенсифицируется смешение.

На рис. 7-7, б приведены экспериментальные данные, характеризующие распространение струи плотного газа — фреона — в атмосфере воздуха (при одинаковых значениях температуры во всем поле течения). Для сравнения на тот же график нанесены данные об истечении воздушной струи при тех же значениях числа Струхала. При отсутствии турбулизатора струя плотного газа обладает значительно большей дальностью. Наложение низкочастотных колебаний, генерируемых турбули-

затором, и в этом случае (при $\omega < 1$) интенсифицирует смешение и сближает кривую $(\rho u^2)_m$ для фреона с аналогичной кривой для воздуха.

Таким образом, относительная эффективность турбулизатора тем выше, чем меньше значение ω , т. е. чем больше отношение плотности газа в струе к плотности его в окружающей среде. Вместе с тем во всех случаях (в широком диапазоне значений ω) наложение низкочастотных колебаний, генерируемых механическим турбулизатором выбранного типа, может служить эффективным средством направленного регулирования интегральных характеристик и свойств свободных турбулентных струй. В связи с этим целесообразно сопоставить опытные данные о влиянии различных воздействий на распространение затопленных турбулентных струй. Так как такое сравнение основано на сопоставлении интенсивностей турбулентных пульсаций в струях при действии различных турбулизаторов, перенесем его в § 7-4, посвященный пульсационной структуре.

В целом приведенные данные достаточно полно характеризуют влияние механического турбулизатора выбранного типа на распределение средних величин в затопленных турбулентных струях. Однако, хотя данные о среднем течении и указывают, что при достаточно большем значении числа Sh поведение струй с наложенными низкочастотными пульсациями качественно совпадает с поведением обычных турбулентных струй, механизм действия турбулизатора остается неясным. Более того, с учетом высказанных выше соображений о колебательном характере течения (при малых Sh и малых размерах сопла) нельзя без анализа детальных измерений пульсаций ответить на принципиальный вопрос о природе течения в струях при действии турбулизатора. Иначе говоря, следует выяснить, является ли течение в струе, подвергнутой наложению высокочастотных колебаний, турбулентным (в общепринятом смысле), присущи ли ему беспорядочные пульсации или же движение это представляет собой сложный колебательный процесс с ведущей частотой, равной или кратной заданной частоте вращения диска турбулизатора*. Ответ на поставленные вопросы должен опираться на результаты прямого эксперимента и содержать указание на опытные границы существования того либо иного режима движения.

7-4. СТРУКТУРА СТРУИ ПРИ ПОВЫШЕННОМ УРОВНЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В результате наложения низкочастотных колебаний, генерируемых механическим турбулизатором, резко возрастает, как было показано выше, интенсивность турбулентного переноса.

* Такое колебательное движение, осложненное колебаниями давления, типа стоячей волны, устанавливается, например, в трубе при втекании в нее воздуха из турбулизатора.

Зависимости, приведенные в § 7-3, весьма схожи с данными, полученными с помощью турбулизирующих сеток. Это сходство распространяется не только на профили средних величин и геометрию струи, но до известной степени и на пульсационные характеристики. Под действием турбулизатора и тем сильнее, чем больше значение числа Струхала, повышается уровень турбулентности в струе в целом и прежде всего в начальном сечении ее, на срезе сопла. Если при отсутствии турбулизатора или при остановленном диске после сопла с достаточным поджатием

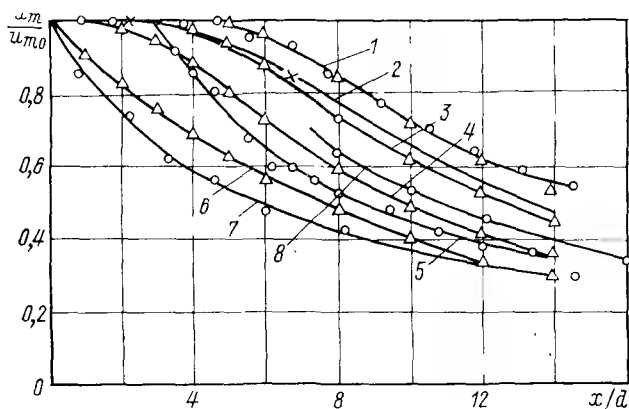


Рис. 7-8. Зависимость $\frac{u_m}{u_0} = f\left(\frac{x}{d}\right)$

1 — $\varepsilon \approx 1,5\%$; 2 — $\varepsilon \approx 3\%$; 3 — $Sh = 0,055$; 4 — $Sh = 0,065$; 5 — $\varepsilon = 9,3\%$; 6 — $\varepsilon = 15\%$; 7 — $\varepsilon = 20,9\%$; 8 — $\varepsilon = 32\%$

значения интенсивности пульсаций продольной $\left(\varepsilon_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_0}\right)$ и поперечной $\left(\varepsilon_v = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{u_0}\right)$ компонент скорости равны 0,5—2%, то при действии турбулизатора значения ε_u и ε_v на срезе сопла достигают 20—30% и более. Конкретные значения интенсивности пульсаций компонент скорости зависят от числа Струхала, а соотношение между ними от конструкции турбулизатора. При этом (что весьма важно для оценки эффективности турбулизатора как интенсифицирующего устройства) определяющее значение имеют поперечные пульсации скорости ε_r . С качественной стороны роль пульсаций была пояснена в § 7-1, здесь же приведем количественные данные, характеризующие связь пульсаций скорости с одной из внешних характеристик — с темпом затухания скорости на оси струи. На рис. 7-8 совмещен ряд таких кривых, относящихся к условиям истечения и воздействия, указанным в подписи. Из представленных на графике

данных видно, что повышение начального уровня интенсивности продольной компоненты ε_{u0} во всех случаях сопровождается увеличением темпа затухания скорости вдоль оси и сокраще-

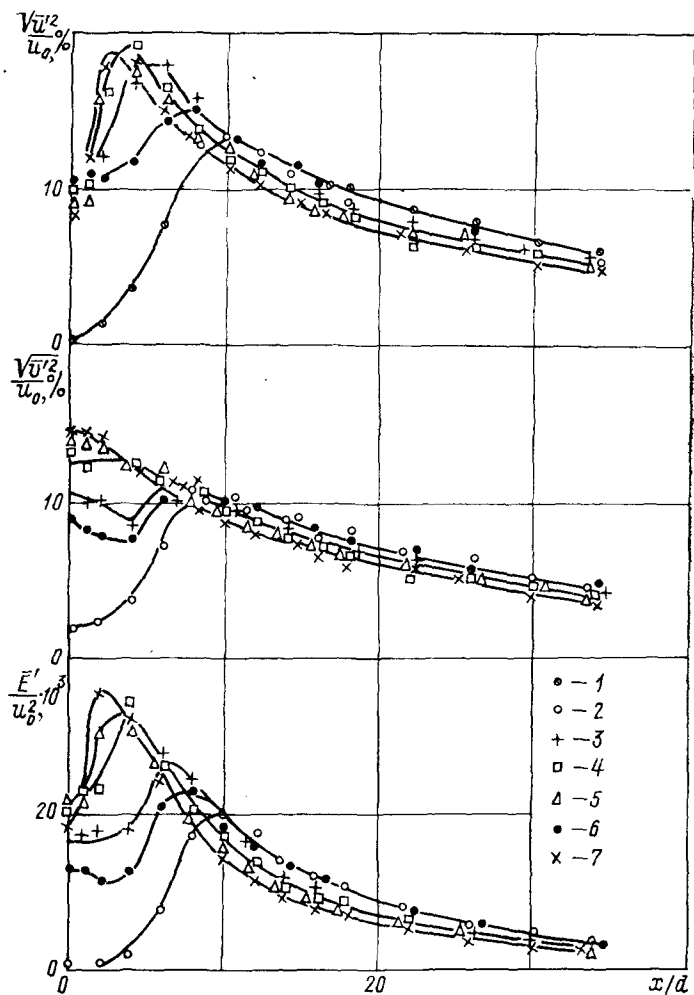


Рис. 7-9. Распределение $V\overline{u'^2}$, $V\overline{v'^2}$ и E' вдоль оси струи
1 — $Sh=0$; 2 — $Sh=0,006$; 3 — $Sh=0,004$; 4 — $Sh=0,06$; 5 — $Sh=0,088$;
6 — $Sh=0,1$; 7 — $Sh=0,113$

нием длины начального участка. Этим отнюдь не исчерпывается влияние ε_0 . Оно проявляется, в частности, в повышении интенсивности пульсаций во всей области течения и прежде всего в начальном и переходном участках. Именно здесь наблюдается

резкое увеличение уровня турбулентности, а при достаточно больших значениях ϵ_0 даже изменение характера распределения пульсаций вдоль оси — полное вырождение максимума на зависимости $u'_m(x)$ (рис. 7-9). Повышение ϵ_0 сопровождается ростом максимальных значений пульсационной скорости и энергии турбулентности, а также смещением экстремумов зависимостей $u'_m=f_1(x)$, $v'=f_2(x)$ и $E'_m=f_3(x)$ к устью.

На значительном удалении от сопла расхождение между кривыми $\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_0}$, $\frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{u_0}$ и другими, относящимися к различным значе-

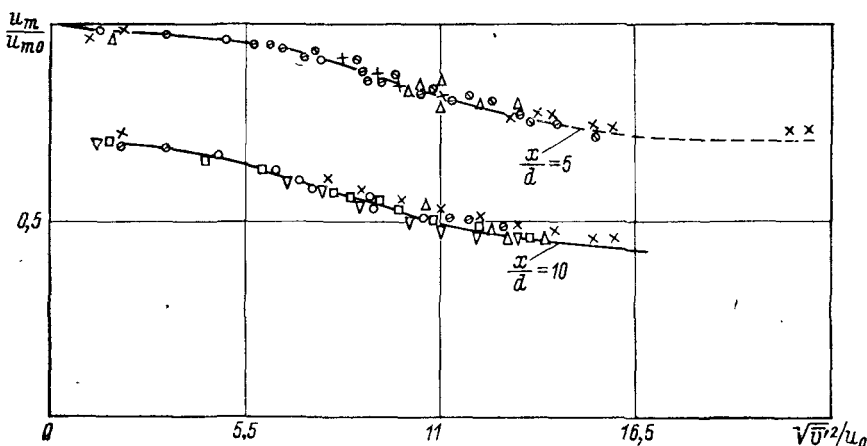


Рис. 7-10. Зависимость $\frac{u_m}{u_{m0}} = f(\sqrt{v'^2}/u_0)$

ниям ϵ_0 , заметно уменьшается*. Это не свидетельствует, однако, о независимости в этой области турбулентных характеристик от ϵ_0 . Из графика видно, что изменение начального уровня пульсаций слабо сказывается на абсолютных значениях u' , v' . Что касается относительных значений пульсационной скорости, ответственных за более быстрое затухание струи, то они монотонно возрастают по мере увеличения интенсивности начальной турбулентности.

Выше было отмечено, что интенсивность затухания струи в значительной степени зависит от значения поперечной составляющей пульсационной скорости на срезе. Об этом свидетельствуют, в частности, данные о зависимости средней скорости в фиксированных точках на оси струи от ϵ_0 (рис. 7-10). Из графика видно, что экспериментальные точки, относящиеся к различным значениям режимных и конструктивных параметров,

* В автомодельной области абсолютные значения u'_m и v'_m незначительно уменьшаются при увеличении ϵ_0 .

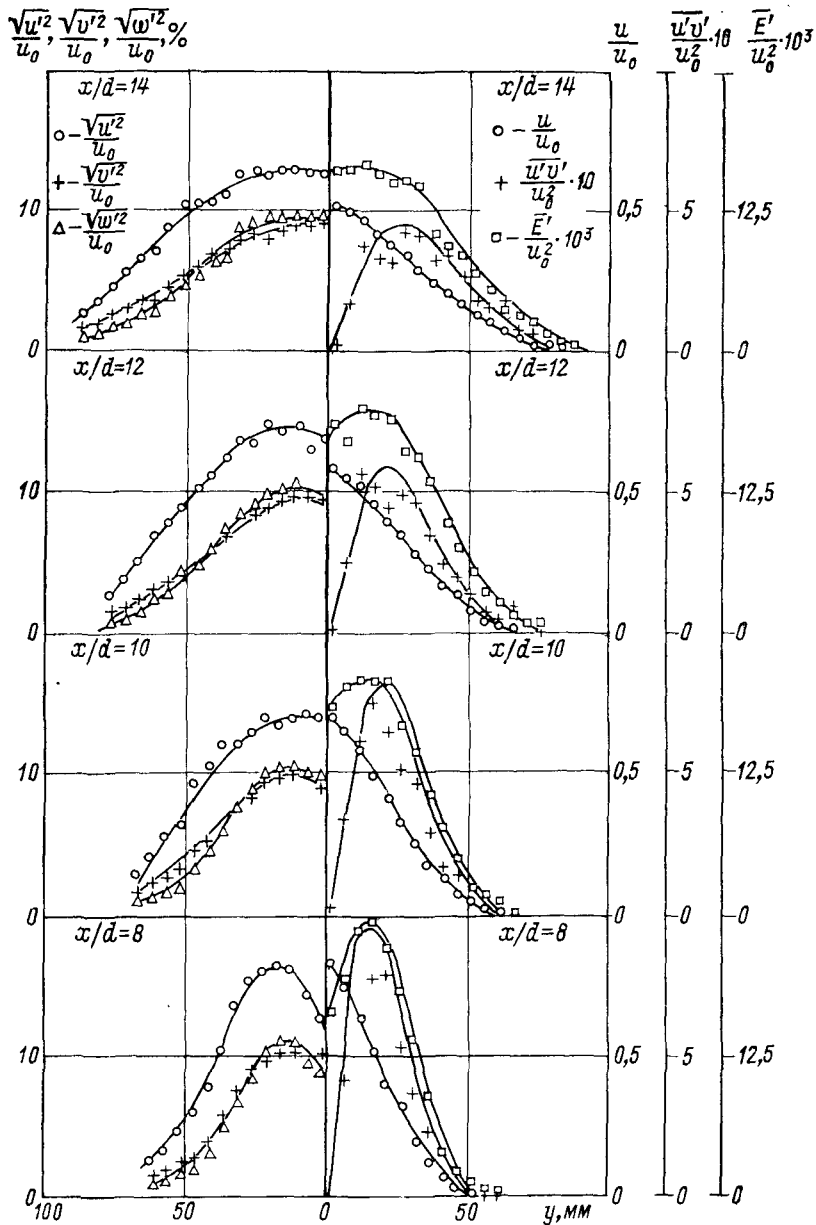
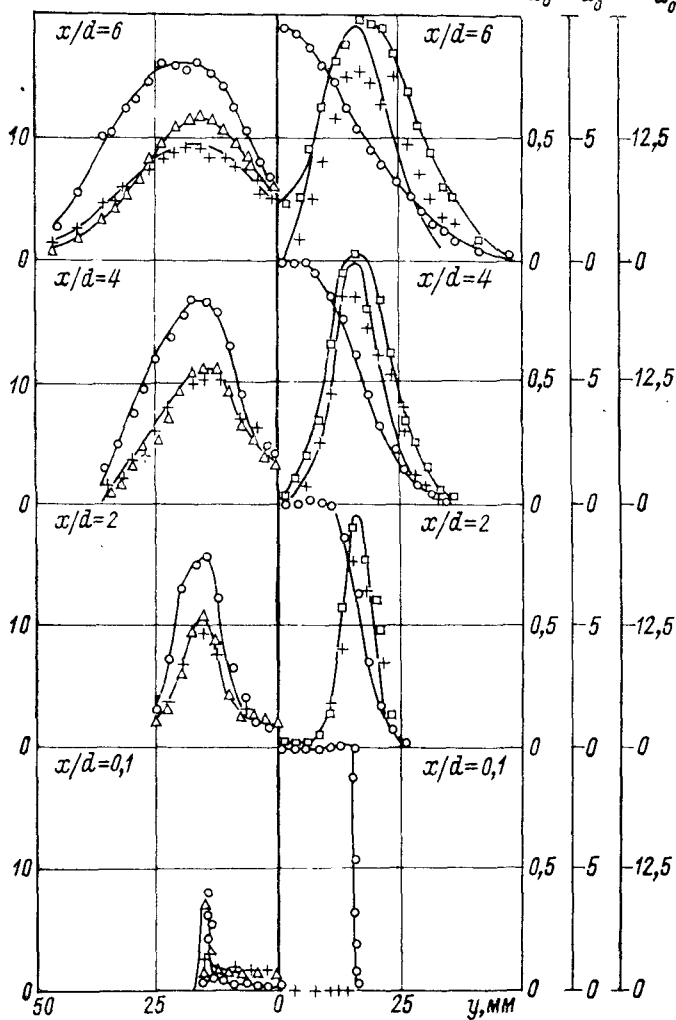


Рис. 7-11. Распределение пульсационных величин в струе

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u_0}, \frac{\sqrt{v'^2}}{u_0}, \frac{\sqrt{w'^2}}{u_0}, \%$$

$$\frac{u_0}{u_0}, \frac{\overline{u'v'}}{u_0^2} \cdot 10, \frac{\overline{E'}}{u_0^2} \cdot 10^3$$



с естественной интенсивностью начальной турбулентности

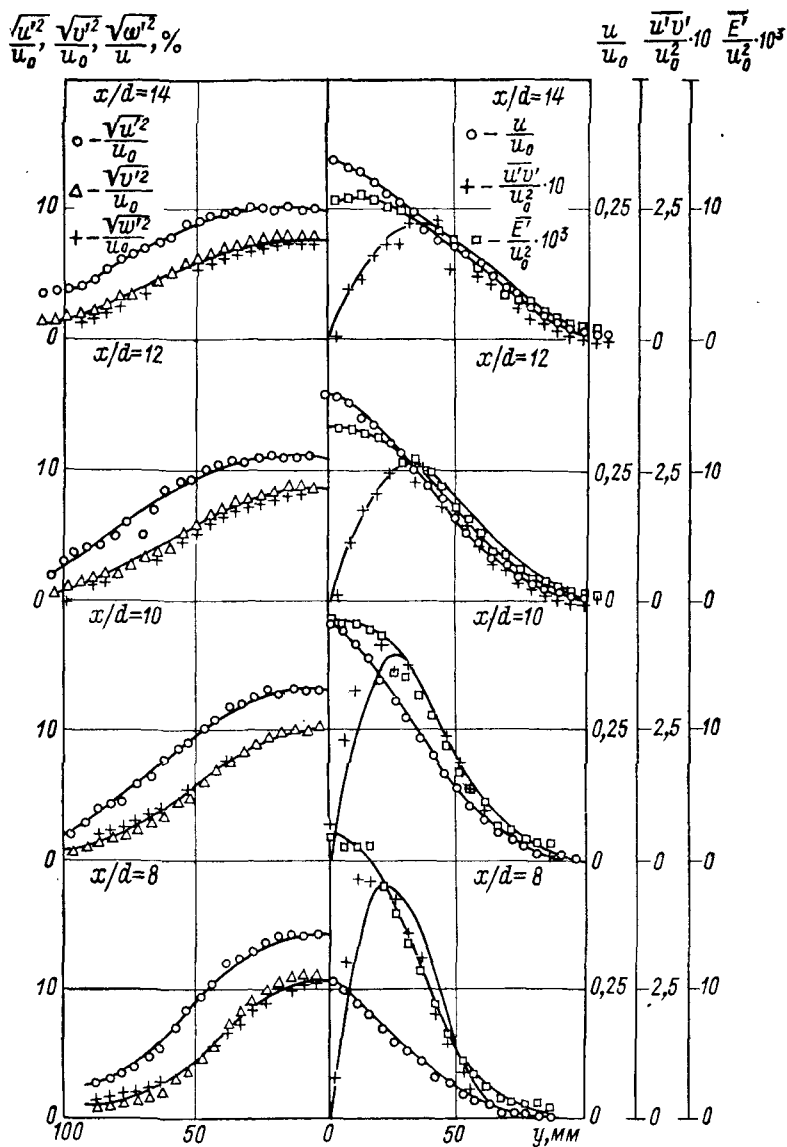
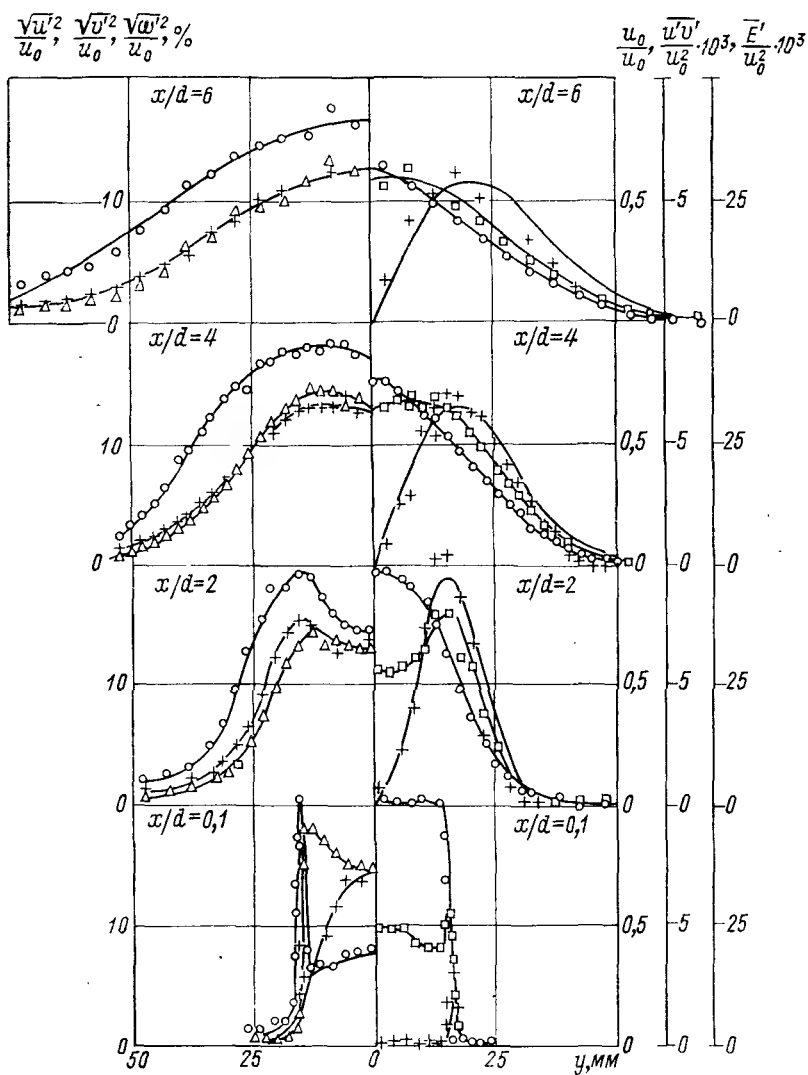


Рис. 7-12. Распределение пульсационных величин в струе с искусственно



повышенной интенсивностью начальной турбулентности ($Sh=0,1$)

группируются вблизи единой кривой. Последнее подтверждает высказанные ранее соображения об определяющей роли поперечной составляющей пульсационной скорости. В связи с этим уместно отметить, что механические пульсаторы, воздействующие главным образом на продольную составляющую пульсационной скорости ($236 < u_0' < 32,5\%$ при $v_0' = \text{const}$), не приводят к заметному повышению интенсивности турбулентного смешения [99].

Данные о распределении пульсационных величин в свободной струе с естественной и искусственно повышенной интенсивностью начальной турбулентности приведены на рис. 7-11, 7-12 (левая половина графиков — компоненты пульсационной скорости, правая — средняя скорость, напряжение трения и энергия турбулентности).

В струе с относительно низкой (естественной) интенсивностью начальной турбулентности значения ε_u , ε_v , ε_w и E вначале возрастают, а затем (начиная примерно с 8—10 калибров) уменьшаются. В пределах начального и переходного участков наибольшим значениям u' , v' , w' и $\overline{u'v'}$ отвечает зона максимальных градиентов средней скорости, расположенная на продолжении кромки сопла. По обе стороны от нее компоненты пульсационной скорости и напряжения турбулентного трения заметно уменьшаются. В окрестности сопла профили u' , v' , w' и энергии турбулентности имеют характерный провал вблизи оси, вырождающийся по мере удаления от устья. Начиная примерно с 10—12 калибров распределение пульсационной скорости приобретает такой же вид, как распределение $\langle u \rangle$.

Наложение низкочастотных пульсаций не изменяет характера распределения средней и пульсационной скоростей, а ведет лишь к более быстрому нарастанию интенсивности турбулентности и раннему вырождению провала на профилях u' . Этим, однако, не исчерпывается различие структуры струй с естественным и искусственно повышенным уровнем начальной турбулентности. Наложение низкочастотных колебаний приводит к своеобразной перестройке спектра пульсационной энергии, изменению микро- и макромасштаба турбулентности.

Влияние вынужденных пульсаций отчетливо проявляется в области относительно малых значений x , отвечающих начальному и переходному участкам. На значительном удалении от сопла распределение средних и пульсационных величин (включая спектр пульсационной энергии) приобретает типичный для свободных турбулентных струй вид. В этой области течения наблюдается подобие профилей средней и пульсационной скорости, а также напряжения турбулентного трения (рис. 7-13). В обоих случаях (движение с естественным и повышенным уровнем турбулентности) автомодельность средних величин наступает значительно раньше, чем пульсационных. Так, например, при $Sh = 0$

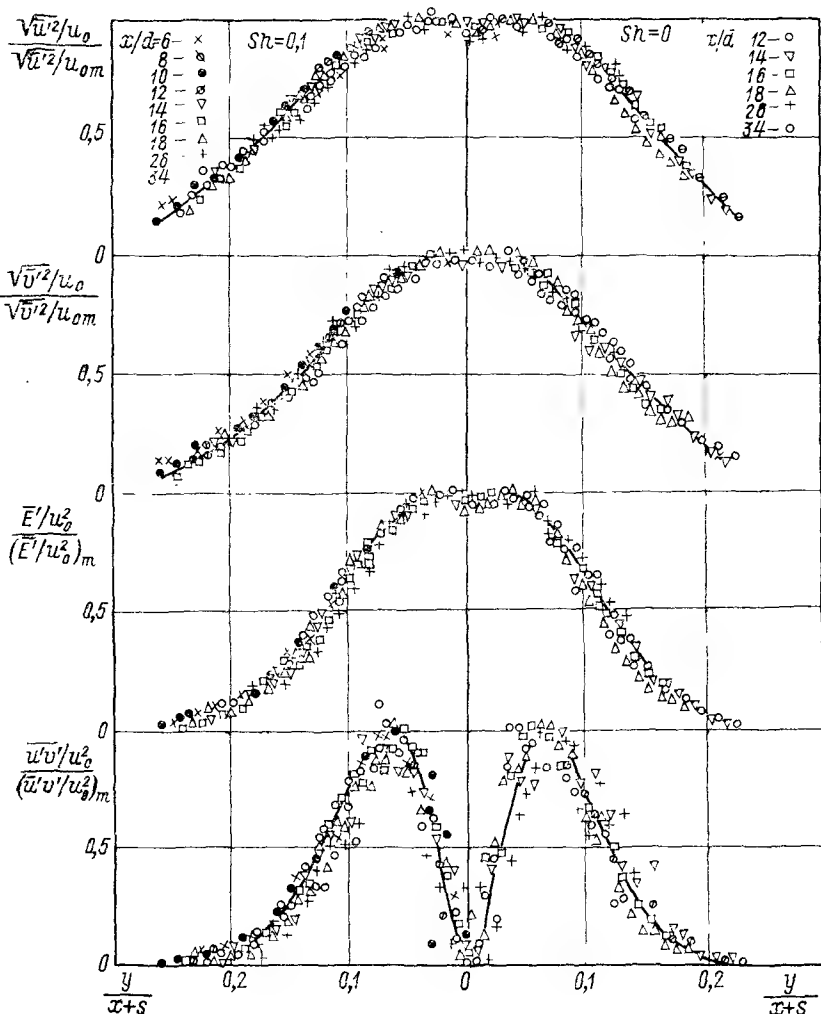


Рис. 7-13. Распределение $\sqrt{\overline{u'^2}}$, $\sqrt{\overline{v'^2}}$, $\overline{E'}$ и $\overline{u'v'}$ в струе с естественным и искусственно повышенным уровнем начальной турбулентности
 s — полюсное расстояние

опытные точки, относящиеся к различным сечениям, группируются вблизи единых универсальных кривых $\frac{u}{u_m} = f_1\left(\frac{x}{y}\right)$ при $\frac{x}{d} > 6$, а $\frac{u'}{u_m} = f_2\left(\frac{x}{d}\right)$ при $\frac{x}{d} > 12$. Что касается подобия профилей напряжения турбулентного трения, то оно наступает практически одновременно с наступлением подобия распределения средней скорости.

При наложении низкочастотных пульсаций область автомодельного движения значительно расширяется. Передняя граница этой области смещается к устью тем сильнее, чем больше значение числа Струхала. Об этом, в частности, свидетельствуют также данные о зависимости интегралов $\int_0^\infty E' y dy$ и $\int_0^\infty u (E')^{0.5} y dy$ от продольной координаты x . В автомодельной (по пульсационным величинам) области течения интегралы такого вида сохраняют постоянное значение и могут быть использованы для определения ее границ. Исследования показывают, что в струе

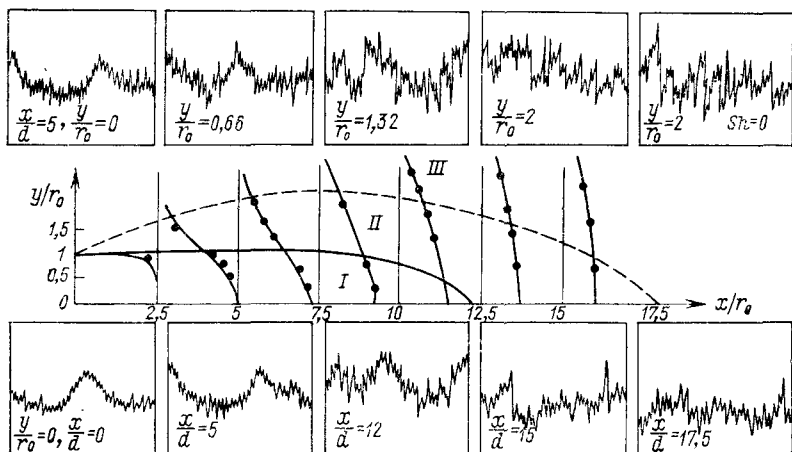


Рис. 7-14. Осциллограммы пульсаций в различных точках струи

с естественным уровнем турбулентности поле средних величин автомодельно начиная примерно с 10—12, а поле пульсационных с 20—22 калибров. При $Sh=0,1$ протяженность участка неавтомодельного движения сокращается примерно вдвое (с 10—12 до 5—6 и с 20—22 до 10—11 калибров соответственно для поля средних и пульсационных характеристик). Заметим, что наложение низкочастотных пульсаций ведет также к значительно более раннему установлению подобий профилей напряжения турбулентного трения, чем в струях с естественным уровнем начальной турбулентности.

Специфику развития струйного движения при наличии низкочастотных пульсаций, генерируемых механическим турбулизатором, наглядно иллюстрируют осциллограммы пульсаций в различных точках струйного пограничного слоя (рис. 7-14). Они показывают, что в таких струях можно условно выделить три области, существенно отличающиеся по характеру пульсационного движения. В первой из них, расположенной в окрестности

сопла, наблюдается квазирегулярное колебательное движение, для которого характерно практически периодическое изменение скорости. Наряду с основными низкочастотными колебаниями, налагаемыми вращением диска механического турбулизатора, на осциллограммах пульсаций просматриваются сравнительно высокочастотные пульсации малой амплитуды, отражающие естественный уровень начальной турбулентности. Во второй, промежуточной области, расположенной на большем удалении от среза сопла, низкочастотные колебания большой амплитуды вырождаются. Именно здесь происходит возникновение беспорядочного движения, в котором лишь с трудом можно еще выделить основную определяющую частоту или одну-две кратные

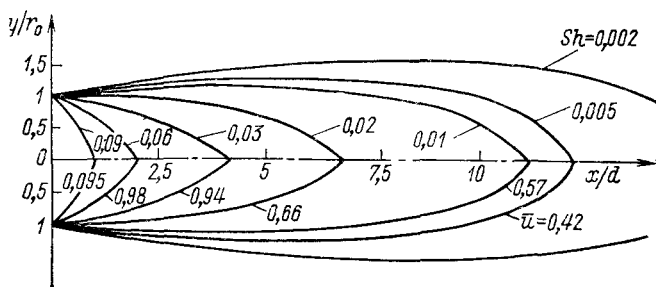


Рис. 7-15. Границы области квазирегулярного движения при различных значениях числа Струхаля

ей. Третья область, находящаяся на значительном расстоянии от сопла, является зоной типичного развитого турбулентного движения. Спектр пульсаций в этой области практически непрерывен и какие-либо выраженные частоты отсутствуют.

Как показывают измерения, положение и размеры областей квазирегулярного (колебательного), развитого турбулентного и промежуточного режимов движения зависят в первую очередь от значения числа Струхаля. Наглядное представление о влиянии числа Sh на положение границы, разделяющей первую и вторую области, дает рис. 7-15, на котором приведены данные, относящиеся к истечению из сопла диаметром 40 мм*. Из графика видно, что с ростом числа Струхаля граничные кривые $y_r(x)$ смещаются к устью. При этом протяженность и ширина области квазирегулярных колебаний значительно уменьшается. При достаточно больших значениях числа Струхаля (практически при $Sh=0,1$) происходит полное вырождение монокроматических колебаний непосредственно у среза сопла.

* Граничная кривая, разделяющая II и III области, определяется недостаточно четко, так как переход между этими зонами происходит сравнительно плавно.

В этом случае с большой степенью точности можно говорить о струе с развитой турбулентностью практически во всем поле течения.

Для количественной оценки размеров характерных зон при различных режимах истечения можно в первом приближении приписать граничным кривым соответствующие значения относительной средней скорости $\frac{u}{u_0}$. Примерные численные значения изотак, разграничивающих области I и II, II и III на рис. 7-14, а также длины этих участков приведены в табл. 7-1 и на рис. 7-15.

Таблица 7-1

Sh	0,0048	0,0096	0,0122	0,0288	0,0576	0,0865
Протяженность I области (в калибрах)	15	11	7	4	2	1
Граничная изотаха	0,48	0,57	0,76	0,94	0,98	0,955
Протяженность II области (в калибрах)	48	15	10	8	6	3
Граничная изотаха	0,35	0,43	0,58	0,67	0,70	0,81

Эти данные показывают, что при достаточно больших значениях числа Струхала во всем поле течения струи устанавливается развитое турбулентное движение.

Особенности развития течения при наложении низкочастотных пульсаций наиболее четко проявляются в спектре пульсационной энергии. Типичные кривые изменения спектральной плотности турбулентной энергии в струе с естественным и повышенным с помощью механического турбулизатора уровнем турбулентности показаны на рис. 7-16. Из графиков видно, что спектры струй с искусственно повышенной интенсивностью начальной турбулентности отличаются наличием ярко выраженных экстремумов на частотах, кратных удвоенной частоте вращения диска турбулизатора*. При удалении от сопла (или оси течения) происходит сглаживание всплеска на зависимости $E(f)$. Во второй и третьей зонах распределение пульсационной энергии приобретает типичный для свободных турбулентных струй вид и не зависит (при $Sh \geq 0,1$), от частоты налагаемых пульсаций. Это подтверждает сделанный выше вывод о том, что при больших значениях Sh течение в струе полностью турбулентно.

Измерения показывают, что продольный интегральный масштаб L_x турбулентности, характеризующий средние размеры вихрей в струе с естественным уровнем начальной турбулентности,

* Это связано с тем, что за время одного оборота диск турбулизатора дважды перекрывает сечение турбопровода.

в пределах начального и переходного участков возрастает практически линейно с ростом x . В области изменения $\frac{x}{d}$ от 16 до 26 размеры вихрей на оси струи сохраняются практически неизменными; некоторое уменьшение L_x наблюдается лишь на значительном удалении от среза сопла. В струе с наложенными низкочастотными пульсациями значение интегрального масштаба L_x на срезе сопла равно примерно диаметру сопла и изменяется незначительно в переходном и основном участках.

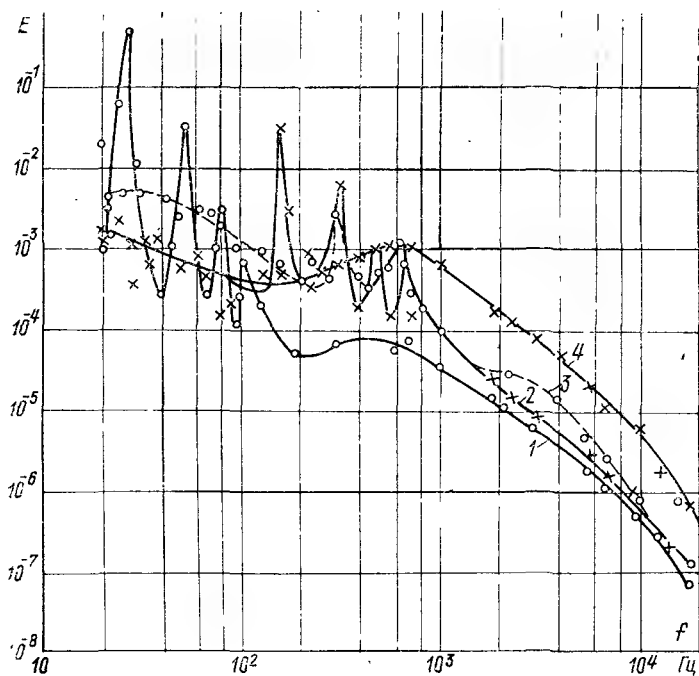


Рис. 7-16. Энергетический спектр пульсаций
1 — $Sh=0,01$; 2 — $Sh=0,06$; 3 — $Sh=0,12$; 4 — $Sh=0$

Микромасштаб турбулентности x в струе с естественной интенсивностью пульсаций возрастает пропорционально продольной координате. Искусственная турбулизация струи ведет к заметному возрастанию микромасштаба в окрестности сопла. По мере удаления от устья вначале наблюдается некоторое уменьшение, а затем монотонное увеличение микромасштаба.

Данные о распределении микро- и макромасштабов турбулентности в поперечных сечениях струи с естественным и повышенным уровнем пульсаций показывают, что наложение низкочастотных пульсаций приводит к заметному изменению масшта-

бов турбулентности в начальном участке струи, где наблюдается не только количественное расхождение результатов сравнительно с обычной струей, но и качественное изменение характера зависимости $L_x(y)$ и $l(y)$.

7.5. СПУТНЫЕ СТРУИ

Обсудим результаты, относящиеся к аэродинамике спутных струй с повышенной интенсивностью начальной турбулентности. Закономерности развития таких течений, представляют значительный интерес не только для практических приложений, но и для исследования процесса турбулентного обмена. В связи с последним уместно отметить, что основное внимание при изучении смешения газовых струй, как правило, уделяется определению связи между некоторыми интегральными характеристиками пограничного слоя и параметрами среднего движения. Тем самым априорно предполагается наличие однозначной зависимости пульсационных величин от средних (точнее, от их градиента). Такое предположение, базирующееся на теории пути смешения, справедливо лишь тогда, когда собственная турбулентность смешивающихся потоков невелика и единственной причиной, вызывающей турбулентный перенос, является наличие сдвигового течения. В общем случае смешения струй с повышенной степенью турбулентности интенсивность обмена определяется не только разностью скоростей. В значительной степени она зависит также и от уровня начальной турбулентности, которая оказывает заметное влияние на процессы переноса импульса, тепла и вещества. Об этом свидетельствуют результаты измерений температуры в газовых струях и пламенах, проведенных при широкой вариации режимных параметров — отношений скоростей, температур и плотностей. Они показывают, что средние величины не определяют однозначно интенсивность турбулентного переноса. Наблюдаемое в ряде экспериментов несоответствие опытных данных, относящихся к одинаковым значениям параметров m и ω , связано, в частности, с различием уровней начальной турбулентности, неизбежным при проведении измерений на разных установках. Существенно, что это различие приводит в некоторых случаях не только к количественному расхождению результатов, но и к изменению качественной картины явления. Сказанное относится прежде всего к данным измерений при $m \approx 1$ (к определению условий минимального смешения), когда относительное влияние градиентного переноса заметно уменьшается. В таких условиях определение степени влияния начальной турбулентности приобретает первостепенное значение для правильного истолкования результатов.

В качестве первого примера спутного движения с повышенным уровнем начальной турбулентности рассмотрим сложную турбулентную струю, образующуюся при истечении газа из кон-

центрических сопл конечного размера. Не останавливаясь на результатах исследования коаксиальных струй с естественным уровнем начальной турбулентности (см., например, [8, 23]), приведем лишь некоторые данные, характеризующие специфические особенности рассматриваемого типа течения.

Измерения распределения скорости и температуры в поперечных сечениях коаксиальной струи показывают, что в пределах начального участка пограничные слои, образующиеся при смешении коаксиальных потоков, практически не взаимодействуют друг с другом. В этой области течения внешняя и внутренняя струи развиваются аналогично струям, распространяющимся соответственно в неподвижной среде и в спутном однородном потоке. На значительном удалении от устья, в основном участке струи, распределение скорости и температуры становится идентичным распределению u и T в затопленных струях. Что касается зоны слияния пограничных слоев (переходный участок), то здесь в результате взаимоналожения влияний внутренней и внешней зон смешения наблюдается резкое изменение профилей характерных величин.

Структура коаксиальных струй (протяженность характерных участков, распределение скорости, температуры и т. д.) существенно зависит от соотношения скоростей смещающихся потоков. Увеличение параметра m (при $m < 1$) приводит к снижению интенсивности затухания скорости вдоль оси и к росту длины начального участка. При $m > 1$ в переходной области наблюдается заметное увеличение скорости на оси по сравнению с начальной скоростью истечения центральной струи. Максимуму u_m отвечает зона смыкания внешнего и внутреннего пограничных слоев. Именно здесь интенсивность турбулентных пульсаций достигает максимума. Интересно отметить, что в широком диапазоне изменения скоростей абсолютные значения $(u_m')_{\max}$ сохраняются практически неизменными. Некоторый рост $(u_m')_{\max}$ наблюдается лишь при $m > 1$. На значительном удалении от среза сопла средняя и пульсационная скорости монотонно уменьшаются. Такой характер распределения u_m и u_m' сохраняется при различных соотношениях диаметров сопл. Различие состоит лишь в положении максимума кривых $u_m(x)$ и u_m' относительно среза сопла. Данные о распределении температуры вдоль оси коаксиальной струи показывают, что увеличение скорости спутного потока приводит вначале (при $m < 1$) к увеличению значения ΔT_m , а затем (при $m > 1$) к уменьшению ее. Зависимость $\Delta T_m(x)$ имеет характерный экстремум, отвечающий условиям минимального смешения. Максимуму зависимости $\Delta T_m(x)$ соответствуют различные (для разных удалений от среза сопла) значения параметра m . Это объясняется специфическими особенностями аэродинамики коаксиальных струй, сочетающих в себе различные формы турбулентного смешения — смешение спутных и затопленных струй. В начальном и пере-

ходном участках, где преобладающая роль принадлежит первой из них, увеличение параметра m , как и в спутных струях, приводит к снижению интенсивности турбулентного обмена и более слабому изменению температуры вдоль оси. При $m > 1$ с увеличением скорости спутного потока (и соответственно градиента скорости) интенсивность турбулентного переноса возрастает. Естественно было бы ожидать, что интенсивность турбулентного обмена будет минимальной при равенстве скоростей истечения центральной и кольцевой струй. Однако измерения свидетельствуют о том, что экстремуму зависимости $\Delta T_m(x)$ соответствуют значения m , несколько меньшие единицы. Последнее связано с влиянием неравномерности начального профиля, существенной при $m \approx 1$ (см. гл. 4).

На значительном удалении от среза сопла коаксиальная струя вырождается в затопленную. Распределение температуры в этой области слабо зависит от соотношения скоростей. В автомодельной области течения отчетливо выраженный экстремум $\Delta T_m(m)$ наблюдается лишь при сравнительно больших значениях отношения d_2/d_1 , когда протяженность зоны спутного течения возрастает. При этом имеет место заметное смещение максимума $\Delta T_m(m)$ в область $m < 1$. Последнее объясняется изменением положения зоны интенсивного смешения — зоны слияния пограничных слоев — относительно среза сопла при изменении отношения d_2/d_1 .

Перейдем теперь к обсуждению результатов, относящихся непосредственно к аэродинамике коаксиальных струй с повышенным уровнем начальной турбулентности. Исследование таких струй проводилось на установке, снабженной двумя турбулизаторами (см. § 7-2), с помощью которых низкочастотные пульсации налагались на внутреннюю и внешнюю струи. Числа Струхала для центральной и кольцевой струй определялись из следующих соотношений:

$$Sh_1 = \frac{n_1 d_1}{u_1}; \quad Sh_2 = \sqrt{\frac{d_2^2 - d_1^2}{5}} \frac{n_2}{u_q},$$

где d_2 и d_1 — соответственно диаметры внешнего и внутреннего сопла, u_2 и u_1 — скорости истечения из центрального и кольцевого сопел, n_2 и n_1 — соответственно частоты вращения центрального и кольцевого турбулизаторов.

Для проверки соответствия чисел Струхала, рассчитанных по приведенным формулам для кольцевой и для центральной струй, были сопоставлены опытные данные о распределении скорости вдоль оси при одновременной турбулизации центрального и кольцевого потоков. Оказалось, что экспериментальные данные, относящиеся к одинаковым значениям Sh_1 и Sh_2 ; удовлетворительно согласуются друг с другом.

Изменение скорости вдоль оси коаксиальной струи с повышенной интенсивностью начальной турбулентности центрального потока ($Sh_1=0,063$; $Sh_2=0$) показано на рис. 7-17. На этом же графике приведены данные измерений в струе с естественным уровнем турбулентности. Из сопоставления результатов, относящихся к различным значениям числа Струхала, видно, что наложение низкочастотных пульсаций заметно интенсифицирует процесс турбулентного обмена. Это проявляется

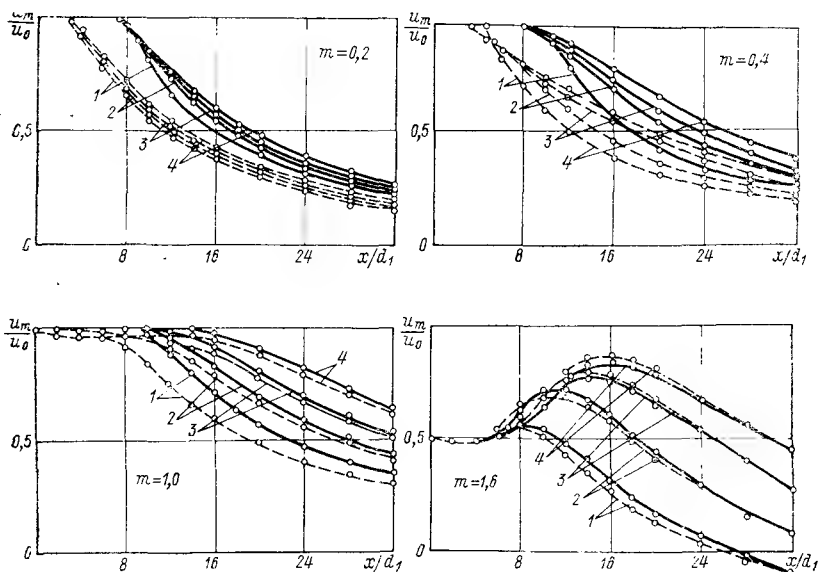


Рис. 7-17. Изменение скорости вдоль оси коаксиальной струи с повышенной интенсивностью начальной турбулентности центрального потока
Сплошная линия — $Sh_1=0$, $Sh_2=0$; штриховая линия — $Sh_1=0,063$, $Sh_2=0$; 1 — $d_2/d_1=1,5$; 2 — $d_2/d_1=2$; 3 — $d_2/d_1=2,5$; 4 — $d_2/d_1=3$

в увеличении темпа затухания скорости (росте u_m при $m > 1$) вдоль оси при всех значениях параметров m и d_2/d_1 .

Степень влияния начальной турбулентности на аэродинамику коаксиальной струи существенно зависит от соотношения скоростей смешивающихся потоков. Она минимальна при достаточно больших значениях параметра m , когда относительное значение потока импульса центральной струи мала. С уменьшением m и соответственно с относительным ростом потока импульса внутренней струи степень влияния низкочастотных пульсаций заметно возрастает.

Результаты измерений средней скорости в коаксиальной струе при турбулизации кольцевого потока ($Sh_1=0$, $Sh_2=0,063$) приведены на рис. 7-18. Для сравнения на графике показаны

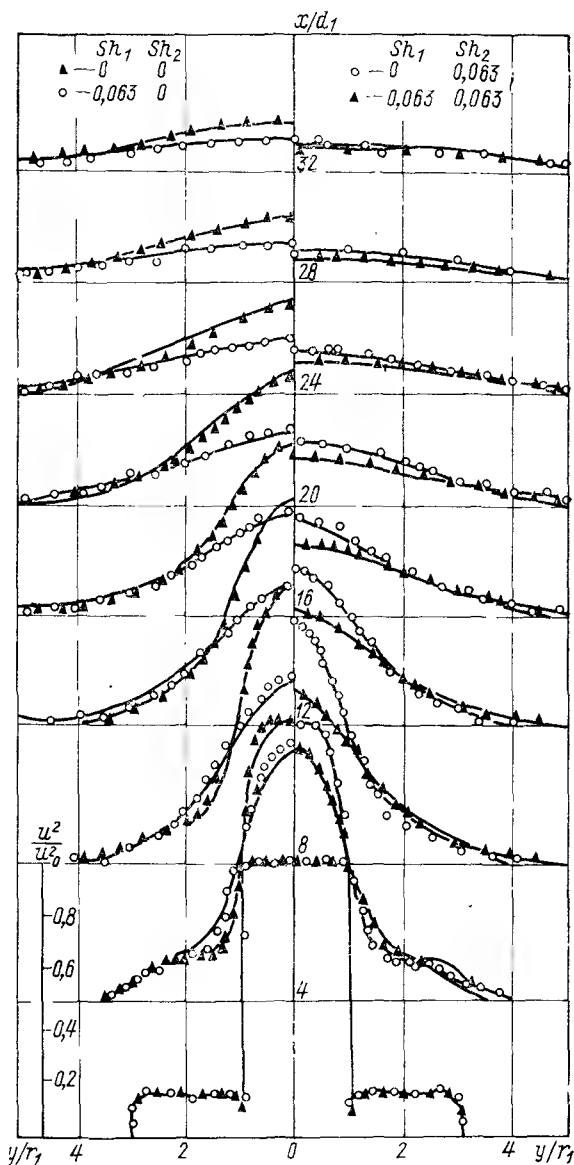


Рис. 7-18. Распределение скорости в коаксиальной струе при различных условиях истечения

данные, относящиеся к затопленной струе ($Sh_1=0,063$) и к кольцевой ($m=1,6$) с естественным уровнем начальной турбулентности. Из графика видно, что турбулизация кольцевого потока существенно влияет на распределение скорости вдоль оси. В результате интенсивного обмена с окружающей средой и соответственно более резкого затухания скорости кольцевого потока наблюдается вырождение (вплоть до полного исчезновения при малых значениях отношения d_2/d_1) характерного экстремума на зависимости $u_m(x)$. Наложение низкочастотных пульсаций на кольцевую струю усиливает турбулентный обмен на границе раздела внешнего и внутреннего потоков, вызывая тем самым изменение темпа затухания скорости вдоль оси и ослабление зависимости $u_m(m)$. Это наиболее отчетливо проявляется при относительно низких значениях отношения d_2/d_1 , когда резко сокращается протяженность участка спутного движения.

При одновременной турбулизации центрального и кольцевого потоков распределение скорости заметно отличается от ее распределения в струе с естественным уровнем начальной турбулентности. При $Sh_1 \neq 0$ и $Sh_2 \neq 0$ изменение $u_m(x)$ с качественной стороны аналогично изменению u_m при турбулизации кольцевого потока. В обоих случаях наблюдается увеличение интенсивности затухания u_m и уменьшение степени влияния параметра m при росте числа Струхала. Полное представление о характере влияния низкочастотных пульсаций на аэродинамику коаксиальных струй дает рис. 7-18, на котором для различных условий истечения представлены данные о распределении скорости в поле течения струи. Из графиков видно, что во всех случаях, т. е. при $Sh_1 \neq 0$ и $Sh_2 = 0$; $Sh_1 = 0$ и $Sh_2 \neq 0$, $Sh_1 \neq 0$ и $Sh_2 \neq 0$, при повышении уровня начальной турбулентности в одной из струй или в обеих струях наблюдается увеличение интенсивности турбулентного обмена. Это приводит к заметному расширению струйного пограничного слоя, сокращению протяженности начального и переходного участков, изменению эжекционных свойств и т. д.

Характерные особенности смешения спутных струй с повышенным уровнем турбулентности могут быть выявлены по данным измерений температуры в слабонеизотермических струях ($\frac{T_0}{T_\infty} \approx 1$). При относительно малом подогреве ($\frac{T_0}{T_\infty} \approx 1$) можно не учитывать изменения плотности и полагать, что распределение температуры тождественно распределению концентрации инертной примеси.* Последнее позволяет по характеру зависимости температуры от различных параметров судить о влиянии тех или иных факторов на процесс турбулентного обмена. Учи-

* При равенстве турбулентного числа Льюиса единице.

таявая это, обратимся к результатам измерений температуры в коаксиальных струях с повышенной степенью турбулентности. Имея в виду прежде всего качественную оценку влияния режимных параметров на процесс смешения, рассмотрим в первую очередь данные о зависимости температуры в фиксированных точках на оси струи от скорости спутного потока. Отметим

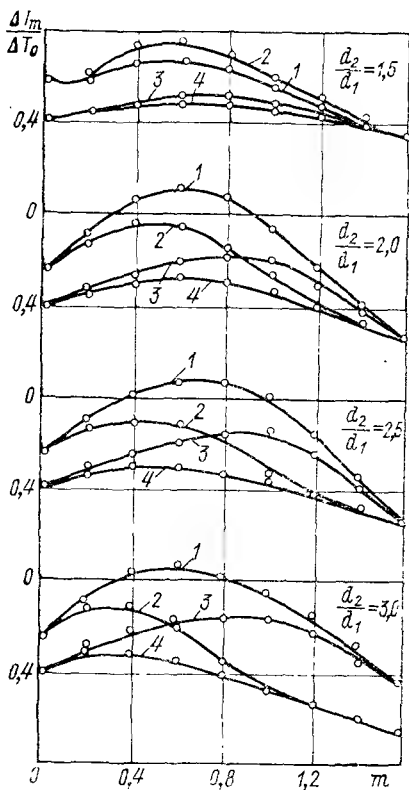


Рис. 7-19. Зависимость $\Delta T_m(m)$ при $x/d_1 = 10$

1 — $Sh_1 = 0$, $Sh_2 = 0$; 2 — $Sh_1 = 0$, $Sh_2 = 0,063$;
3 — $Sh_1 = 0,063$, $Sh_2 = 0$; 4 — $Sh_1 = 0,063$; $Sh_2 = 0,063$

во всех случаях зависимость $\Delta T_m(m)$ имеет характерный экстремум, соответствующий условиям минимального смешения.

При смешении струй с естественным уровнем начальной турбулентности максимуму зависимости $\Delta T_m(m)$ отвечают значения m , несколько меньшие единицы. Повышение уровня начальной турбулентности приводит к значительному изменению условий смешения и, следовательно, — положения максимума $\Delta T_m(m)$. Примечательно, что турбулизация центрального потока вызывает смещение максимума зависимости $\Delta T_m(m)$ в область

предварительно, что в струях с повышенным уровнем турбулентности интенсивное перемешивание в окрестности сопла приводит к быстрому вырождению характерного провала скорости на стыке смешивающихся потоков. Это обеспечивает возможность проведения измерений в условиях, приближающихся к идеальному смешению однородных потоков, и сводит к минимуму погрешности, связанные с неравномерностью начального профиля скорости.

На рис. 7-19 для ряда значений d_2/d_1 и различных условий истечения ($Sh_1 \neq 0$ и $Sh_2 = 0$; $Sh_1 = 0$ и $Sh_2 \neq 0$; $Sh_1 \neq 0$ и $Sh_2 \neq 0$) представлены данные об изменении температуры на оси струи в сечении $\left(\frac{x}{d} = 10\right)$ в зависи-

мости от соотношения скоростей центрального и кольцевого потоков. Для сравнения здесь же приведены аналогичные данные, относящиеся к истечению струй с естественным уровнем турбулентности. Из графика видно, что

значений m , близких к единице, в то время как повышение уровня турбулентности кольцевого потока ведет к смещению $\Delta T_{\max}$ в область $m \ll 1$. Это наиболее отчетливо проявляется при больших значениях отношения d_2/d_1 , при которых протяженность участка спутного движения заметно возрастает. Отмеченные особенности смещения потоков с различной интенсивностью турбулентности, по-видимому, обусловлены взаимоналожением влияний градиентного переноса и переноса за счет собственной турбулентности и различием их зависимости от параметра m .

При одновременной турбулизации центрального и кольцевого потоков и сравнительно малых значениях d_2/d_1 максимуму температуры соответствуют значения параметра m , близкие к единице. По мере увеличения отношения диаметров сопл наблюдается заметное (хотя и меньшее, чем при $Sh_1=0$, $Sh_2=0$) смещение $\Delta T_{\max}$ в область $m < 1$.

На рис. 7-20 приведены данные об изменении температуры вдоль оси коаксиальной струи с повышенным уровнем начальной турбулентности центрального потока. Из графиков видно, что распределение темпера-

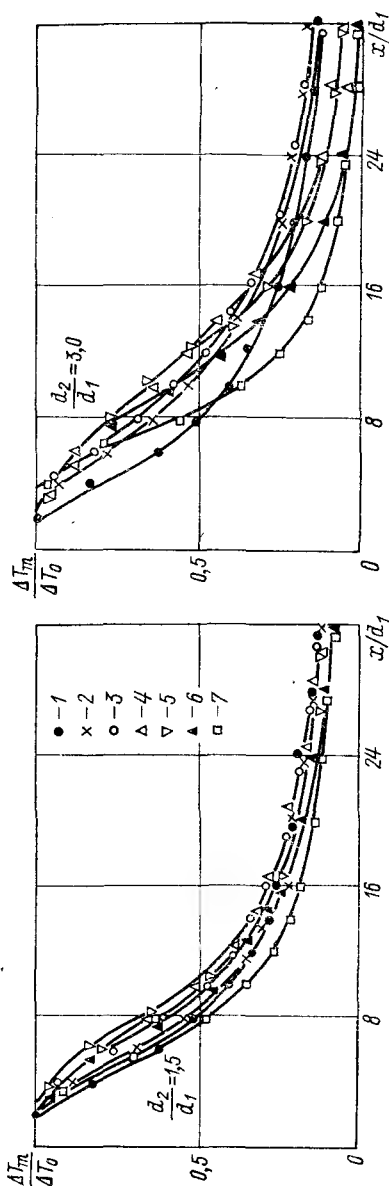


Рис. 7-20. Распределение температуры вдоль оси коаксиальной струи с повышенным уровнем турбулентности центрального потока
 $1 \rightarrow m=0$; $2 \rightarrow m=0,2$; $3 \rightarrow m=0,4$; $4 \rightarrow m=0,8$; $5 \rightarrow m=1$; $6 \rightarrow m=1,2$; $7 \rightarrow m=1,6$

туры существенно зависит от соотношения диаметров и скоростей смешивающихся потоков. Характерно, что зависимости интенсивности затухания температуры от скорости спутного потока различны для разных участков струи. В начальном участке увеличение скорости спутного потока сопровождается вначале ($m < 1$) уменьшением, а затем некоторым ростом продольного градиента температуры. Минимальным значениям ΔT_m отвечает в этом случае значение $m = 0$, а максимальным — значение $m = 1$. По мере удаления от среза сопла характер распределения температуры заметно изменяется. В переходном и основном участках наблюдается резкое увеличение темпа затухания температуры при возрастании скорости спутного потока. Последнее отчетливо проявляется при достаточно больших отношениях диаметров, когда протяженность участка спутного движения значительно увеличивается.

Изменение характера зависимости $\Delta T_m(m)$ на различных участках струи связано с изменением соотношения между градиентным переносом и переносом за счет начальной турбулентности. На значительном удалении от среза интенсивность начальной турбулентности оказывает незначительное влияние на процесс смешения. Основная роль здесь принадлежит градиентному переносу. Поэтому увеличение скорости спутного потока (и соответственно градиента скорости) приводит к резкому падению температуры в переходном и основном участках. При турбулизации кольцевого потока интенсивность переноса, обусловленного начальной турбулентностью и градиентом скорости, возрастает (в области $m > 1$) при увеличении параметра m . Вследствие этого при больших скоростях спутного потока наблюдается значительное снижение температуры в переходном участке и смещение области высоких градиентов к соплу.

Экспериментальные данные о распределении продольной и поперечной компонент пульсационной скорости в коаксиальной струе с повышенным уровнем начальной турбулентности центрального потока ($Sh_1 = 0,063$; $Sh_2 = 0$) показывают, что наложение низкочастотных пульсаций приводит к заметному повышению уровня пульсаций в начальном участке и к смещению максимума $\sqrt{\bar{u}'^2}$, $\sqrt{\bar{v}'^2}$ к срезу сопла. При этом максимальные значения компонент пульсационной скорости изменяются незначительно и сохраняются практически такими же, как в струях с естественной степенью начальной турбулентности. Увеличение скорости спутного потока (при $m < 1$) приводит к смещению максимума кривых $\sqrt{\bar{u}'^2}$, $\sqrt{\bar{v}'^2}$ вниз по течению и к некоторому уменьшению абсолютных значений $\sqrt{\bar{u}'^2}$ и $\sqrt{\bar{v}'^2}$. При достаточно больших скоростях спутного потока наблюдается незначительное увеличение интенсивности турбулентности во всей области течения.

Более полное представление о пульсационной структуре коаксиальной струи дают графики на рис. 7-21, на которых для одного из значений параметра m представлены результаты подробных измерений пульсационной скорости и напряжения турбулентного трения в поле течения струи. Эти данные свидетельствуют о значительном влиянии низкочастотных пульсаций не только на средние, но и на пульсационные величины. Степень влияния низкочастотных пульсаций существенно зависит от соотношения скоростей смешивающихся потоков. Она максимальна при малых значениях параметра m и минимальна при $m > 1$. При относительно низкой скорости спутного потока ($m = 0,2$) в начальном участке струи с повышенным уровнем начальной турбулентности резко возрастает интенсивность пульсаций и напряжение турбулентного трения. Это приводит к значительному расширению пограничного слоя и более быстрому затуханию средней скорости. На значительном удалении от среза сопла, т. е. в той области, где превалирующее значение имеет градиентный перенос, интенсивность пульсаций и напряжение трения в струях с повышенным уровнем турбулентности оказываются более низкими, чем в струях с естественным уровнем начальной турбулентности. При увеличении скорости спутного потока влияние низкочастотных пульсаций заметно ослабевает.

В этом случае распределение $\sqrt{\overline{u'^2}}$ и $\overline{u'v'}$ сохраняется практически неизменным при различных значениях чисел Струхала.

В заключение рассмотрим некоторые данные аэродинамики турбулентных струй, распространяющихся в неограниченном спутном однородном потоке ($\frac{d_2}{d_1} \gg 1$). Исследование спутных струй проводилось на установке, представляющей собой аэродинамическую трубу диаметром 230 мм с открытой рабочей частью. По оси установки располагался механический турбулизатор с подводящим воздухопроводом диаметром 110 мм и профилированным соплом с диаметром выходного отверстия 28 мм. Длина начального участка внешней струи, имитирующей безграничный поток, составляла около 1000 мм. Это позволяло проводить измерения на оси в пределах 30—40 калибров центральной струи.

На рис. 7-22 для ряда значений параметров m и Sh представлены данные об изменении скорости вдоль оси турбулентной струи, распространяющейся в однородном спутном потоке. Из графиков видно, что в спутных струях интенсивность смешения существенно зависит от соотношения скоростей потоков и уровня начальной турбулентности. Повышение скорости спутного потока сопровождается вначале ($m < 1$) уменьшением, а затем ($m > 1$) ростом интенсивности затухания скорости и температуры вдоль оси. Во всех случаях ($0 < m < 1,2$) при низкой

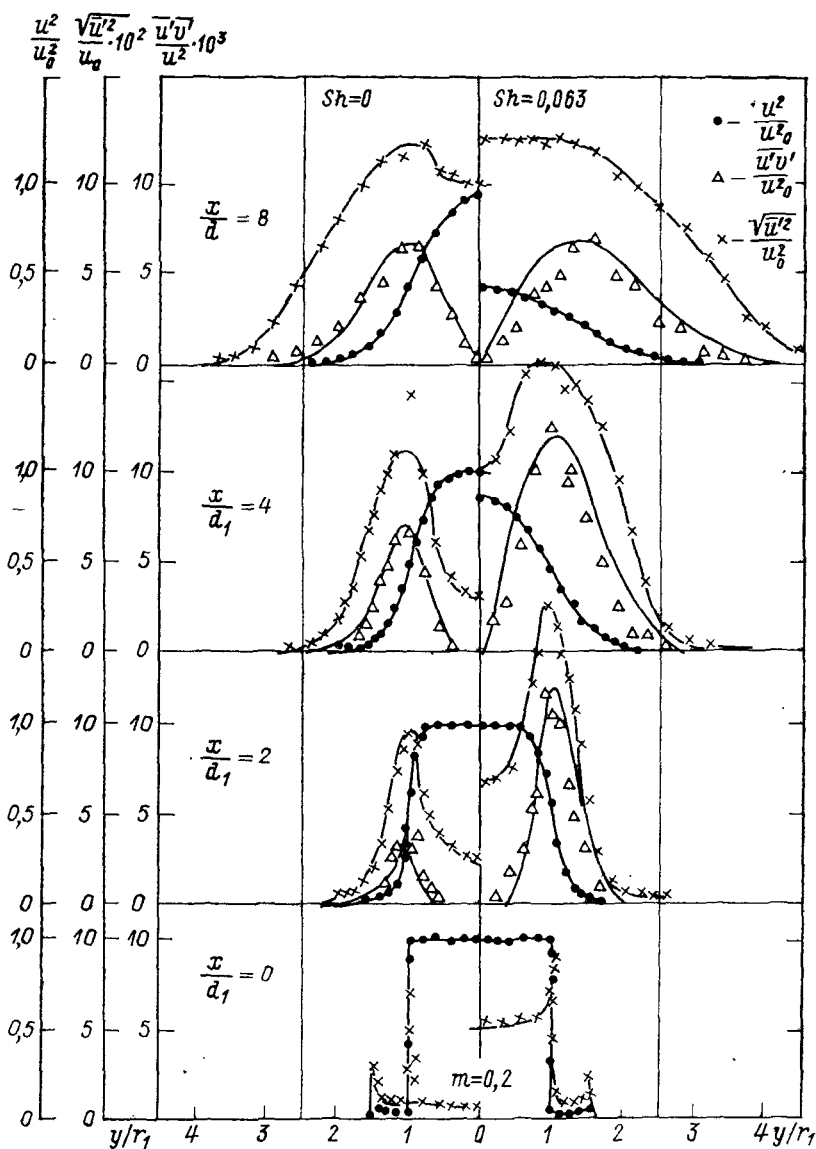


Рис. 7-21. Распределение u , $\sqrt{u'^2}$ и $\overline{u'v'}$ в коаксиальной струе с повышенным уровнем начальной турбулентности

степени начальной турбулентности скорость на оси является монотонной функцией продольной координаты x .

При больших значениях числа Sh и m наложение низкочастотных пульсаций приводит не только к заметной интенсификации процесса переноса (более быстрому затуханию скорости и температуры), но и к качественному изменению характера зависимости $u_m(x)$. Как видно из графика, в этом случае наблюдается заметное падение скорости в начальном участке струи и последующее увеличение ее по мере удаления от среза сопла.

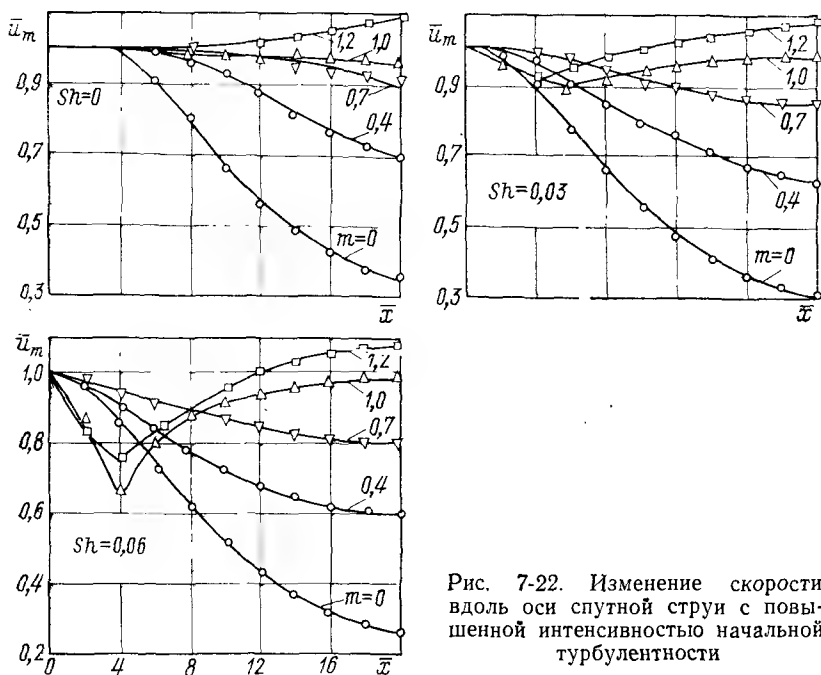


Рис. 7-22. Изменение скорости вдоль оси спутной струи с повышенной интенсивностью начальной турбулентности

Такой характер изменения $u_m(x)$ связан, по-видимому, с резким торможением пограничного слоя и отрывом его, сопровождающимся образованием торoidalного вихря вблизи границы раздела смешивающихся потоков.

Распределение скорости и температуры в поперечных сечениях струи с повышенным уровнем турбулентности имеет такой же вид, как в струе с естественной интенсивностью турбулентности. Увеличение скорости спутного потока и начального уровня турбулентности приводит к существенной перестройке поля течения. Она сопровождается заметной деформацией профилей u и T , изменением темпа затухания скорости и температуры вдоль оси, а также эжекционной способности струи. С увеличением параметра m от 0 до 1 количество эжектируемой жидкости

уменьшается, а при $m > 1$ резко возрастает. Наложение низкочастотных пульсаций, как и в рассмотренных ранее случаях, приводит к интенсификации процесса смешения и к увеличению количества эжектируемой жидкости.

С ростом скорости спутного потока и уровня начальной турбулентности изменяются и эффективные границы струйного пограничного слоя. Примечательно, что при широкой вариации режимных параметров соотношение между характерными толщинами динамического и теплового пограничного слоя сохраняется практически постоянным и численно равным примерно 0,8. Это значит, что эффективное турбулентное число Прандтля для этих условий сохраняет значение, меньшее единицы.

Глава 8.

Управление газовым факелом

8-1. О ВОЗДЕЙСТВИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ НА ГАЗОВЫЙ ФАКЕЛ

В дополнение к результатам, изложенным в предыдущей главе, приведем подробные данные о воздействии низкочастотных пульсаций на аэродинамику турбулентного газового факела. Как и ранее, будем рассматривать две основные формы организации факельного горения — горение перемешанных газов и однородной смеси. Предварительно обсудим некоторые общие закономерности горения факела при повышенной интенсивности турбулентности.

Ранее было показано, что наложение низкочастотных пульсаций существенно повышает интенсивность турбулентного обмена в свободных струях. Это приводит к значительному изменению локальных (скорость, температура, интенсивность пульсаций) и интегральных (дальнобойность, эжекционная способность и т. д.) характеристик течения.

Исходя из общности процесса турбулентного обмена в свободных струях и пламенах, можно ожидать, что низкочастотные пульсации будут оказывать существенное влияние на аэродинамику турбулентного факела. Поэтому, в принципе, представляется возможным направленное регулирование характеристик газового факела путем изменения уровня турбулентности потока.

Воздействие низкочастотных пульсаций не ограничивается, однако, изменением только аэродинамики факела. Оно сказывается также на тепловом режиме горения — температуре и полноте сгорания, устойчивости горения и т. д.

В зависимости от условий протекания процесса — соотношения скорости диффузии и реакции — повышение уровня пульсаций может приводить либо к интенсификации горения, либо к снижению температуры и полноты сгорания. При напряженном высокотемпературном процессе (диффузионная область) наложение пульсаций интенсифицирует горение. Вследствие этого увеличение Sh сопровождается сокращением длины факела, ростом удельного тепловыделения и т. д. Такой процесс продолжается до тех пор, пока скорость реакции превышает скорость диффузии. При значительном увеличении смешения скорость подвода реагентов к зоне горения может оказаться соизмеримой со скоростью реакции. В этом случае дальнейшее повышение интенсивности смешения ведет к переходу горения из диффузионной области в кинетическую, к снижению температуры и полноты сгорания вплоть до срыва горения — адиабатного потухания.

Низкочастотные пульсации не только изменяют характеристики переноса, но и оказывают определенное влияние на микрокинетiku реакций. Интенсивное перемешивание исходных реагентов (или свежей смеси) с продуктами сгорания сопровождается ростом температурных пульсаций*. Увеличение интенсивности последних приводит, как было показано ранее, к увеличению эффективных значений константы скорости реакции по сравнению со значениями, отвечающими средней температуре. Этим, в частности, объясняется наблюдаемое в эксперименте увеличение скорости турбулентного горения в факеле с наложенными пульсациями. Таким образом, низкочастотные пульсации оказывают двойное влияние — усиливают турбулентный перенос и повышают скорость горения. Различная зависимость этих процессов от интенсивности налагаемых пульсаций определяет возможность реализации режимов, при которых повышение уровня турбулентности приводит (даже при некотором росте эффективного значения константы скорости реакции) к срыву горения. Наряду с этим в широкой области изменения режимных параметров, отвечающих диффузионной области, пульсации способствуют повышению теплонапряженности факела и улучшению условий его стабилизации. Отметим в связи с этим, что на различных участках фронта пламени (в неавтономной области течения) соотношения между скоростью подвода и потребления реагентов оказываются различными. Поэтому горение в факеле может протекать одновременно (на разных участках) в диффузионной и кинетической областях. Последняя, как правило, соответствует зоне, расположенной вблизи устья течения. Именно здесь и наблюдается срыв горения при наложении вынужденных пульсаций.

8-2. ФАКЕЛ НЕПЕРЕМЕШАННЫХ ГАЗОВ

На рис. 8-1 приведены фотографии турбулентного диффузионного факела при различных значениях числа Струхала. Они показывают, в частности, что наложение низкочастотных пульсаций сопровождается значительным сокращением факела.**

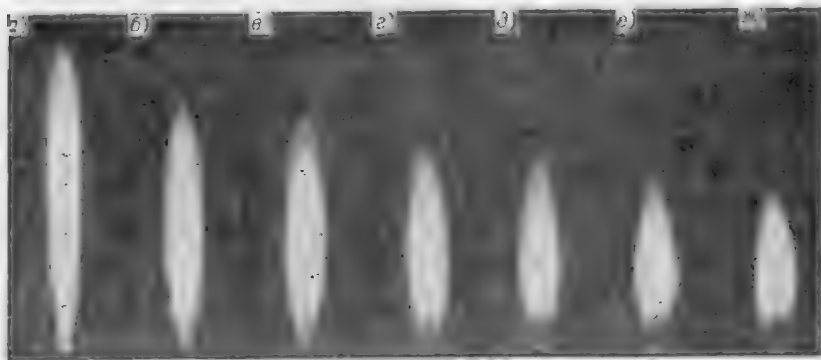


Рис. 8-1. Турбулентный диффузионный факел при различных значениях числа Струхала: а — $Sh=0$, б — $Sh=0,02$, в — $Sh=0,035$, г — $Sh=0,05$, д — $Sh=0,07$, е — $Sh=0,08$, ж — $Sh=0,10$

* Увеличение уровня температурных пульсаций при наложении низкочастотных колебаний подтверждается данными ионизационных измерений.

** При исследовании структуры диффузионного и гомогенного факелов использовались механические турбулизаторы, аналогичные по конструкции описанным в § 7-2.

Так, например, при изменении Sh от 0 до 0,1 (рис. 8-2) l_ϕ уменьшается более чем в два раза.

При достаточно больших значениях Sh заметно изменяется и структура зоны горения. В окрестности сопла, т. е. в области наиболее сильного влияния налагаемых пульсаций, происходит срыв горения. Зона срыва (несветящаяся область) отчетливо выражена при относительно низких значениях температуры, когда интенсификация смешения вызывает переход горения из диффузионной области в кинетическую. По мере увеличения Sh протяженность зоны срыва заметно возрастает. При дости-

жении некоторого критического значения $Sh_{кр}$ происходит потухание факела.

На рис. 8-2 для трех значений начальной концентрации топлива приведены данные о зависимости длины диффузионного факела от Sh . Они показывают, что повышение Sh сопровождается монотонным уменьшением l_ϕ . Примечательно, что опытные точки, относящиеся к различным значениям начальной концентрации топлива (различным абсолютным величинам l_ϕ) группируются вблизи еди-

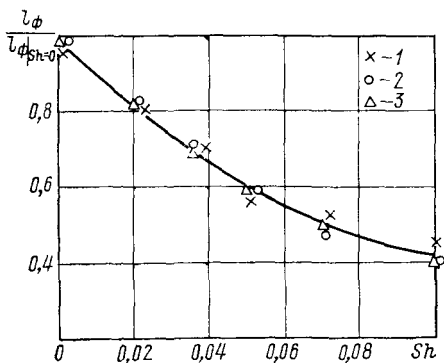


Рис. 8-2. Зависимость длины турбулентного диффузионного факела от числа Струхала

1 — $c_{10}=0,035$; 2 — $c_{10}=0,065$; 3 — $c_{10}=0,095$

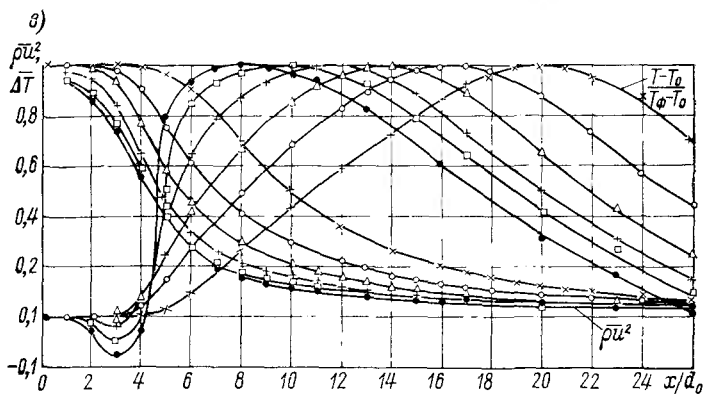
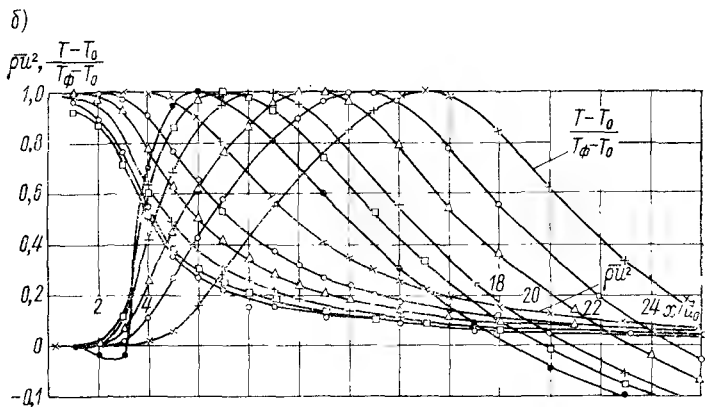
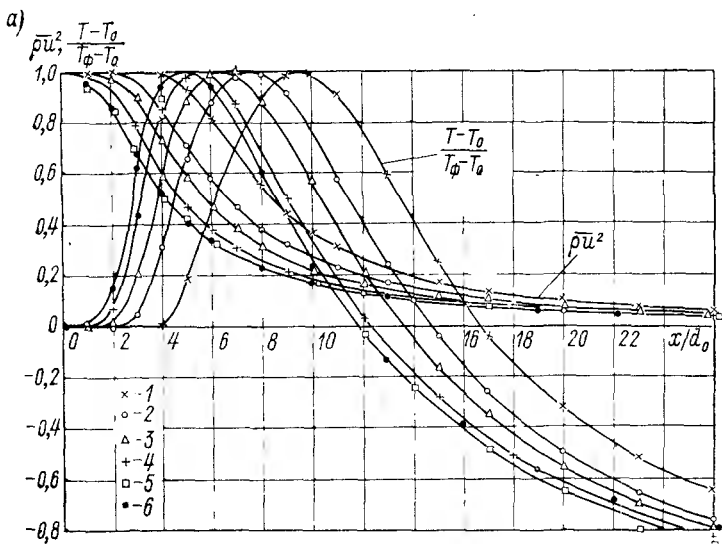
ной кривой $\frac{l_\phi}{l_\phi|_{Sh=0}} = f(Sh)$. Это свидетельствует об опреде-

ляющей роли процесса смешения, интенсивность которого, как и в свободных струях, определяется значением числа Sh и практически не зависит от концентрации топлива.

Влияние низкочастотных пульсаций на распределение плотности потока импульса и температуры в диффузионном факеле иллюстрируется рис. 8-3, на котором для ряда значений начальной температуры и концентрации приведены зависимости $\rho u_2 = f_1(x)$, $\Delta T = f_2(x)$. Как видно из графика, увеличение числа Струхала сопровождается смещением профилей ρu^2 и температуры к устью течения. При $Sh > 0,07$ наблюдается исчезновение начального участка и примыкание зоны интенсивного падения ρu_2 и нарастания T непосредственно к соплу.

Рис. 8-3. Изменение плотности потока импульса и температуры вдоль оси турбулентного диффузионного факела: а — $c_{10}=0,035$, б — $c_{10}=0,065$, в — $c_{10}=0,095$

1 — $Sh=0$, 2 — $Sh=0,06$, 3 — $Sh=0,035$; 4 — $Sh=0,05$, 5 — $Sh=0,007$, 6 — $Sh=0,10$



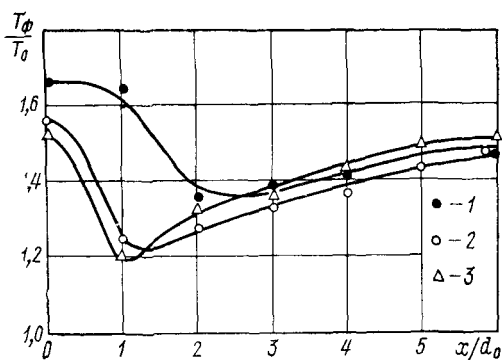


Рис. 8-4. Изменение температуры вдоль фронта пламени в турбулентном диффузионном факеле

1 — $Sh=0$, 2 — $Sh=0,065$,
3 — $Sh=0,095$

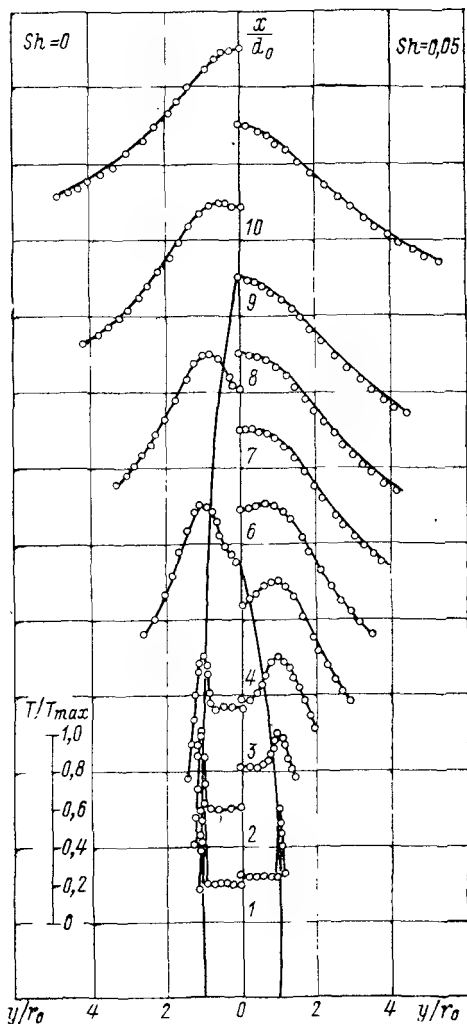


Рис. 8-5. Распределение температуры в турбулентном диффузионном факеле ($c_{10} = 0,035$, $n_0 = 60$ см/с)

При отличных от приведенных на рис. 8-3, *а* значениях режимных параметров (рис. 8-3, *б, в*) распределение температуры имеет иной, необычный для распределения температуры в прямотруйных газовых пламенах вид. При относительно низких значениях T_{10} в окрестности сопла наблюдается некоторое уменьшение температуры по сравнению с начальной, а затем увеличение ее до максимальной, отвечающей зоне горения.

Снижение температуры в начальном участке объясняется переохлаждением зоны горения в результате интенсивного турбулентного обмена и проникновения в ядро струи холодного газа из окружающей среды.

На рис. 8-4 показано изменение температуры вдоль фронта пламени (в пределах начального участка). Видно, что при удалении от источника зажигания (рециркуляционной зоны за стабилизатором) происходит вначале резкое уменьшение температуры, а затем (при $x/d > 1,5$) несколько более медленный подъем T_{ϕ} .

Отмеченное явление — наличие минимума T_{ϕ} на некотором удалении от сопла — наблюдается и в пламенах с относительно низким, естественным уровнем пульсаций. И в этом случае минимуму T_{ϕ} отвечает зона максимальных градиентов скорости — зона наиболее интенсивного смешения. Искусственная турбулизация способствует лишь дальнейшему усилению обмена и переходу горения из диффузионной области в кинетическую.

На рис. 8-5 приведены данные о распределении температуры в поперечных сечениях диффузионного факела с естественным и повышенным уровнями начальной турбулентности. Здесь же нанесены линии фронта пламени, отвечающие двум значениям числа Струхаля: $Sh=0$ и $Sh=0,05$. Из графика видно, что в обоих случаях характер распределения температуры в поле течения факела является идентичным. Наложение низкочастотных пульсаций приводит к более раннему вырождению характерного провала вблизи оси, расширению теплового пограничного слоя, сокращению факела и смещению зоны активного реагирования к устью течения. Так, например, при $Sh=0,05$ процесс горения практически полностью завершается на рас-

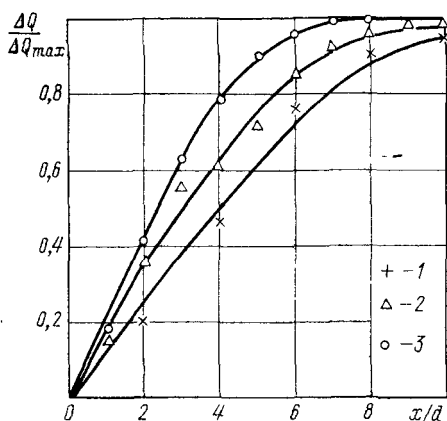


Рис. 8-6. Тепловыделение в турбулентном диффузионном факеле
1 — $Sh=0$, 2 — $Sh=0,035$, 3 — $Sh=0,095$

стоянии 6—7 калибров, в то время как в факеле с естественным уровнем пульсаций протяженность области интенсивного тепловыделения составляет примерно 12—14 калибров. Об ин-

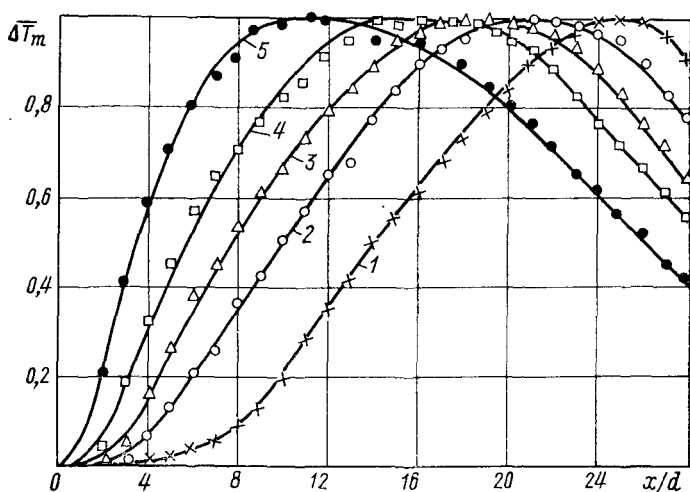
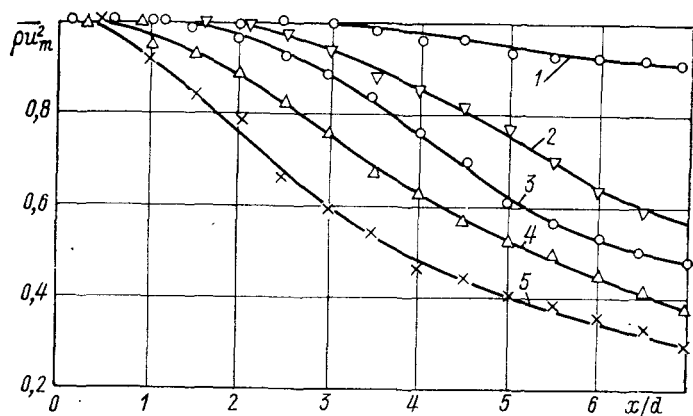


Рис. 8-7. Изменение плотности потока импульса и температуры в турбулентном газовом факеле

1 — $Sh=0$, 2 — $Sh=0,108$, 3 — $Sh=0,217$, 4 — $Sh=0,326$, 5 — $Sh=0,434$

тенсификации горения свидетельствуют также данные об изменении тепловыделения по длине факела (рис. 8-6) и зависимости максимальной температуры на оси от Sh .

Приведенные выше данные отвечают предельному случаю горения неперемешанных газов, при котором в топливе полно-

стью отсутствует окислитель. Известный интерес представляют данные о влиянии низкочастотных пульсаций на пламена, образующиеся при горении богатых смесей. Некоторые данные о развитии таких пламен приведены на рис. 8-7. На графике показано изменение плотности потока импульса и температуры вдоль оси при различных значениях Sh . Видно, что низкочастотные пульсации оказывают такое же влияние на пламена богатых смесей, как и на факел неперемешанных газов. В обоих случаях повышение уровня турбулентности ведет к более быстрому затуханию плотности потока импульса, резкому нарастанию температуры по оси, сокращению длины факела и увеличению его теплонапряженности.

8-3. ФАКЕЛ ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ

Рассмотрим теперь данные об аэродинамике турбулентного факела однородной смеси. Приведем в связи с этим результаты экспериментального исследования прямоструйного и обращенного факелов с наложенными низкочастотными пульсациями [30, 52].

Экспериментальная установка для исследования структуры гомогенного факела представляла собой прямоточную горелку предварительного смешения, снабженную механическим турбулизатором. Однородная смесь истекала из профилированного сопла*, обеспечивавшего получение равномерного начального профиля скорости. Коэффициент избытка воздуха, скорость истечения смеси и число Струхала изменялись в пределах: $0,66 \leq \alpha \leq 1,25$; $5 \leq u_0 \leq 25$ м/с; $0 \leq Sh \leq 0,27$.

Стабилизация прямоструйного факела осуществлялась кольцевым стабилизатором (толщиной 1,5 и диаметром 39,5 и 19,5 мм соответственно для сопел диаметром 40 и 20 мм), расположенным на расстоянии 1 мм от среза сопла. Обращенный факел стабилизировался с помощью плохобтекаемого тела (диск диаметром 3 и толщиной 1 мм), установленного на оси потока в плоскости среза сопла. Измерения средних и пульсационных скоростей показали, что возмущения, вносимые стабилизатором, невелики и затухают на сравнительно малых (примерно один калибр) расстояниях.

В опытах проводились визуальные и фотографические наблюдения факела при различных условиях истечения, а также подробные измерения профилей полного и статического давления и температуры в сечениях факела, расположенных на различном удалении от сопла. Измерения проводились с помощью кварцевых трубок Пито диаметром 0,5 мм, зондов статического давления диаметром 1,5 мм и платино-платино-

* В опытах использовались сопла диаметром 20 и 40 мм с поджатием, равным 2,5 и 6,2 соответственно.

родиевых термопар с диаметром спая 0,2 мм. Для определения профиля температуры в прямоструйном факеле использовались две термопары, расположенные соответственно во внутренней и внешней областях факела. Это предотвращало разогрев (от фронта пламени) термопары, расположенной в области свежей смеси [40].

Наряду с определением основных газодинамических характеристик течения было проведено качественное исследование структуры зоны горения с помощью ионизационных зондов, вводимых в различные точки факела. Кроме того, была проведена серия холодных продувок для подробного исследования

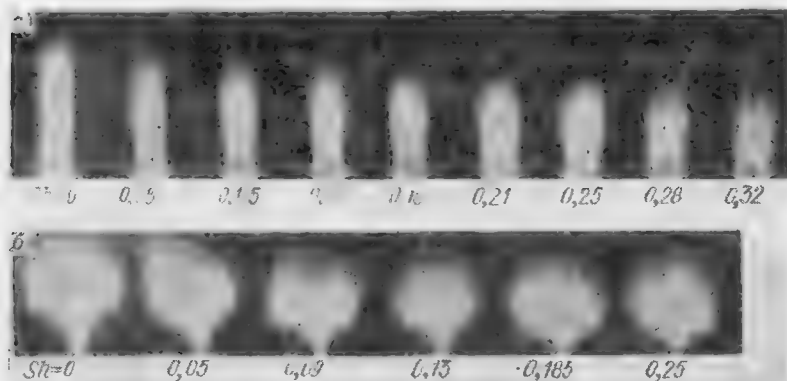


Рис. 8-8. Прямоструйный (а) и обращенный (б) гомогенный факелы при различных числах Струхала

поля средних и пульсационных величин при различных режимах истечения. Эти измерения показали, что в начальном участке струи влияние турбулизатора сводится в основном к повышению интенсивности турбулентности. При этом практически не нарушается однородность начального распределения скорости.

На рис. 8-8 приведена серия фотографий прямоструйного и обращенного факелов при различных значениях числа Струхала. Из фотографий видно, что низкочастотные пульсации существенно изменяют геометрию пламени. Увеличение Sh сопровождается уменьшением длины прямоструйного и обращенного факелов* (рис. 8-9). В обоих случаях (горение неперемешанных газов и однородной смеси) искусственная турбулизация способствует сокращению факела и повышению его теплонапряженности.

Подробные данные о распределении плотности потока импульса и температуры в поле течения прямоструйного факела

* Увеличением угла раствора обращенного факела.

приведены на рис. 8-10. На этом же графике нанесен фронт пламени и расчетные профили средней скорости. Из графика видно, что при наложении низкочастотных пульсаций характер

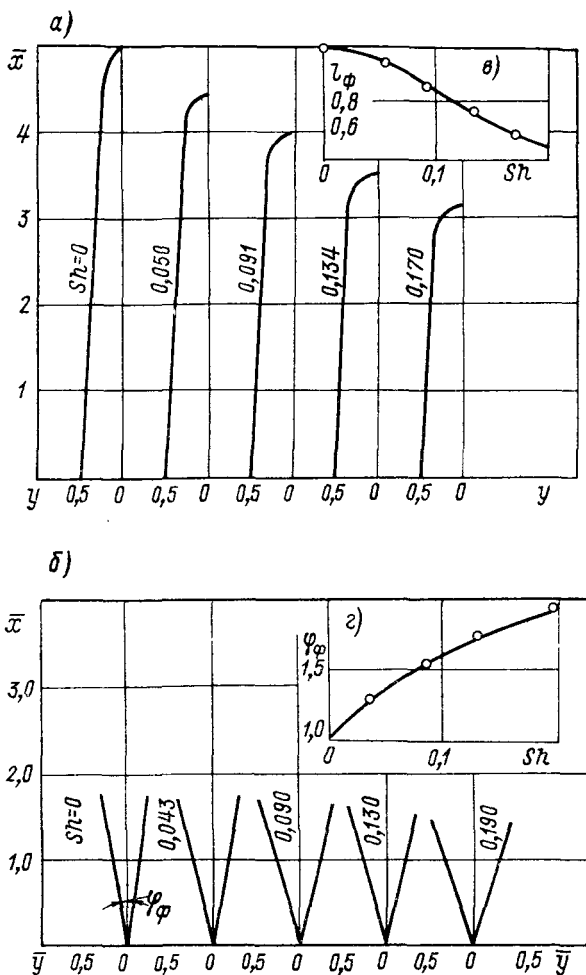


Рис. 8-9. Конфигурация турбулентного гомогенного факела при различных значениях числа Струаля: a — прямотрунный, b — обращенный; $a - l_\phi = f(Sh)$, $b - \varphi_\phi = f(Sh)$

распределения скорости, температуры и ρu^2 в поперечных сечениях факела не изменяется. В этом случае, как и в пламенах с естественным уровнем пульсаций, профили скорости имеют характерный максимум в окрестности фронта пламени. Что ка-

сается профилей плотности потока импульса и температуры, то и они идентичны профилям, соответствующим горению при $Sh=0$. Таким образом, искусственная турбулизация приводит

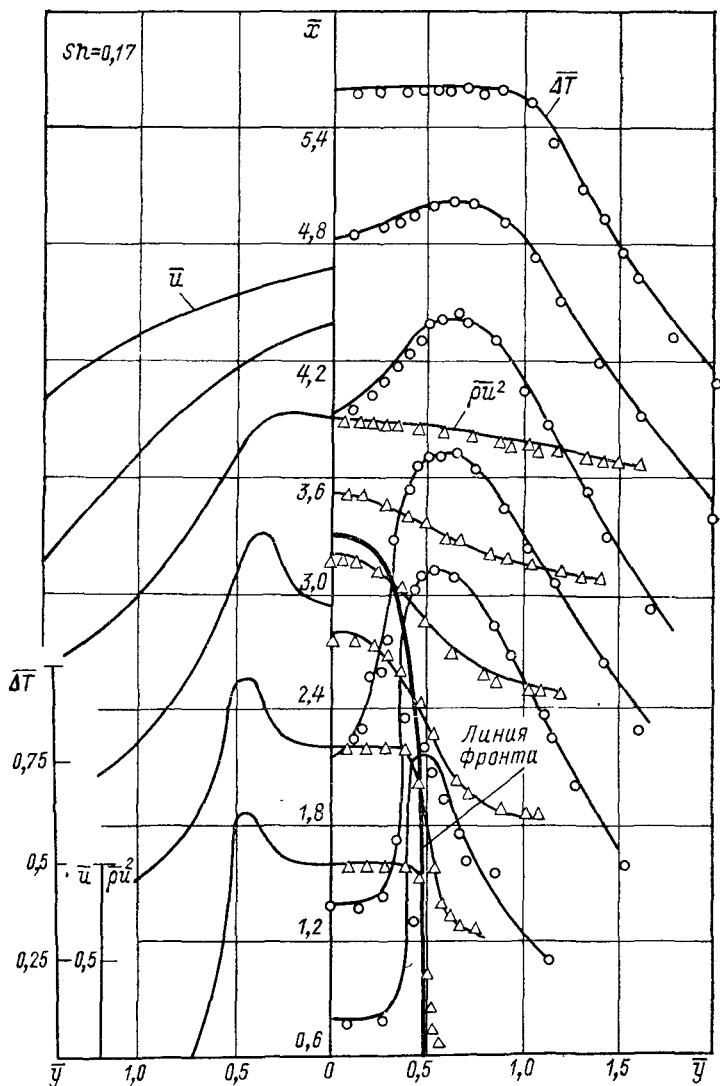


Рис. 8-10. Распределение плотности потока импульса скорости и температуры в прямоструйном гомогенном факеле

лишь к более интенсивному перемешиванию свежей смеси и продуктов сгорания, сопровождающемуся резким затуханием плотности потока импульса, нарастанием температуры по оси

факела (рис. 8-11) и быстрым сглаживанием профилей характерных величин.

Как известно, теплonaпряженность факела однородной смеси значительно выше, чем факела неперемешанных газов. В гомогенном факеле горение практически полностью завершается в пределах начального и переходного участков, т. е. в области, расположенной непосредственно вблизи устья. Поэтому

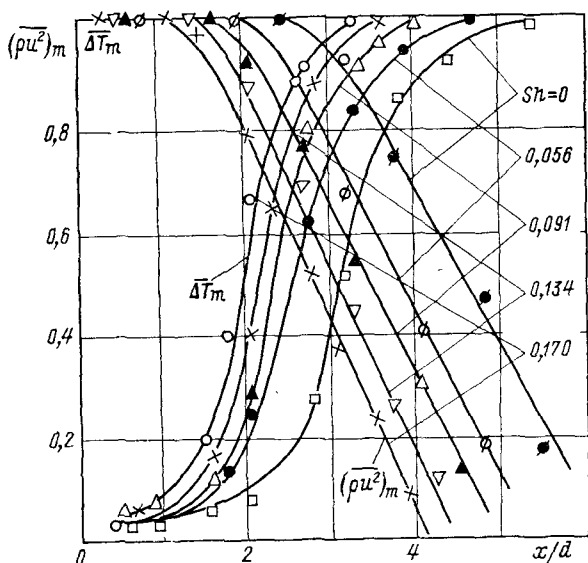


Рис. 8-11. Изменение плотности потока импульса и температуры вдоль оси гомогенного факела при различных значениях числа Струхала

особый интерес представляют данные о структуре течения на небольших удалениях от сопла.

На рис. 8-12 для различных значений Sh приведены данные о распределении плотности потока импульса и температуры в поперечных сечениях начального участка прямоструйного факела. Из графика видно, что экспериментальные точки, относящиеся к различным сечениям (для каждого режима), группируются вблизи единой кривой.

На рис. 8-13 для трех значений числа Струхала (0; 0,09; 0,17) приведены данные о распределении плотности потока импульса и температуры в одном из поперечных сечений факела ($x/d=1,8$). Из графика видно, что при увеличении Sh заметно возрастает толщина теплового пограничного слоя. Что касается профилей ρu^2 , то при малых величинах Sh они оказыва-

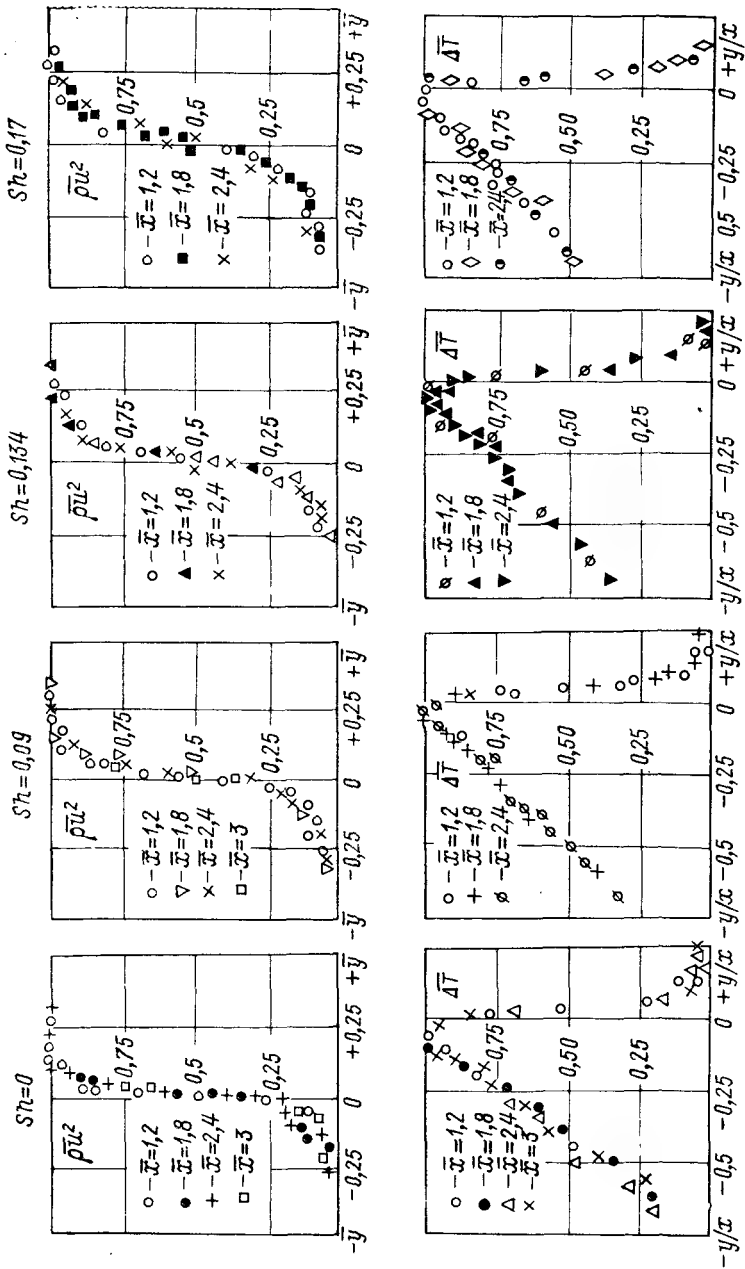


Рис. 8-12. Распределение плотности потока импульса и температуры в поперечных сечениях начального участка турбулентного гомогенного факела

ются более заполненными. При соответствующем выборе значений эмпирических постоянных профили динамического давления и температуры, отвечающие различным значениям Sh , могут быть представлены в виде единых универсальных зависимостей: $\rho u^2 = f(\psi)$ и $\Delta T = \varphi(\psi)$ ($\psi = \frac{y}{ax}$, $a = a(Sh)$).

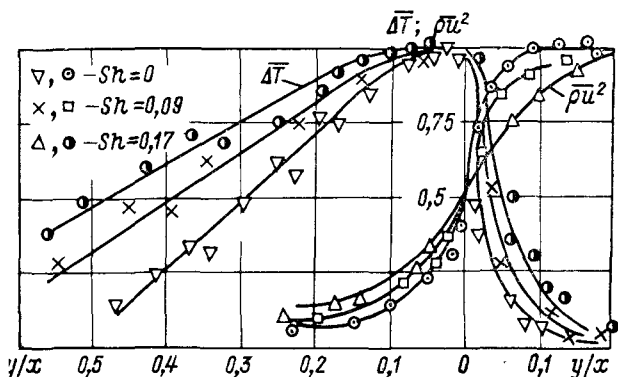


Рис. 8-13. Распределение плотности потока импульса и температуры в поперечном сечении прямоструйного турбулентного факела

Обобщение опытных данных о распределении плотности потока импульса, температуры и об изменении тепловыделения вдоль оси факела при различных значениях чисел Струхаля может быть получено при введении в качестве координаты относительной длины факела x/l_ϕ . Результаты соответствующей обработки опытных данных приведены на рис. 8-14. Они подтверждают возможность указанного обобщения и представления данных, отвечающих различным значениям Sh , в виде универсальных зависимостей $\rho u^2 \left(\frac{x}{l_\phi} \right)$, $\Delta T \left(\frac{x}{l_\phi} \right)$

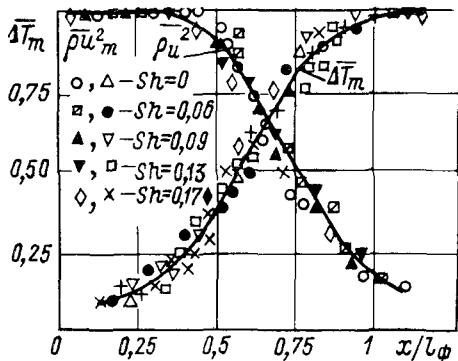


Рис. 8-14. Обобщенные зависимости $\rho u^2_m = f\left(\frac{x}{l_\phi}\right)$ и $\Delta T_m = f\left(\frac{x}{l_\phi}\right)$ в прямоструйном гомогенном факеле ($0 < Sh < 0,17$)

Из других результатов отметим обобщение в координатах x/l_{ϕ} данных об изменении тепловыделения вдоль оси факела, которые относятся к различным значениям числа Струхала (рис. 8-15), прямолинейность условных границ факела (динамических δ_u и тепловых δ_T) и постоянство соотношения между δ_u и δ_T .

На рис. 8-16 приведены данные о распределении полного напора и температуры в поперечных сечениях обращенного факела, отвечающие различным значениям числа Струхала. На

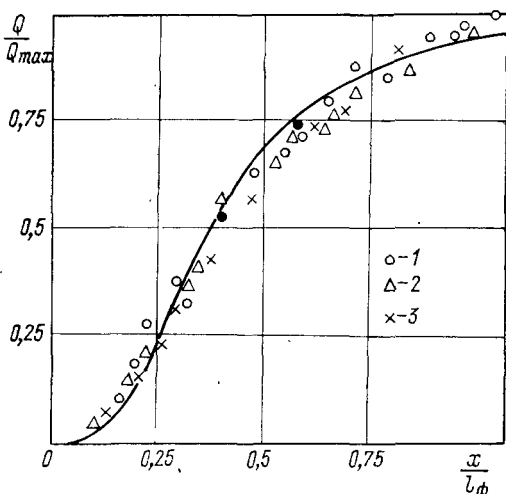


Рис. 8-15. Обобщенная зависимость $\frac{Q}{Q_{\max}}$

$$= f\left(\frac{x}{l_{\phi}}\right)$$

1 — $Sh=0$, 2 — $Sh=0,091$; 3 — $Sh=0,134$

графике нанесены также расчетные (по данным измерений ρu^2 и T) профили скорости. Из графика видно, что наложение низкочастотных пульсаций не изменяет характера распределения скорости, температуры и полного напора в поле течения обращенного факела. Интенсификация смешения, обусловленная искусственной турбулизацией, ведет лишь к увеличению угла раскрытия факела, интенсивности нарастания температуры и интегрального тепловыделения вдоль оси. Существенно, что резкое нарастание тепловыделения по оси факела связано не только с увеличением площади фронта, но и с интенсификацией горения на нем. Об этом свидетельствует, в частности, заметный рост скорости турбулентного горения при увеличении числа Sh .

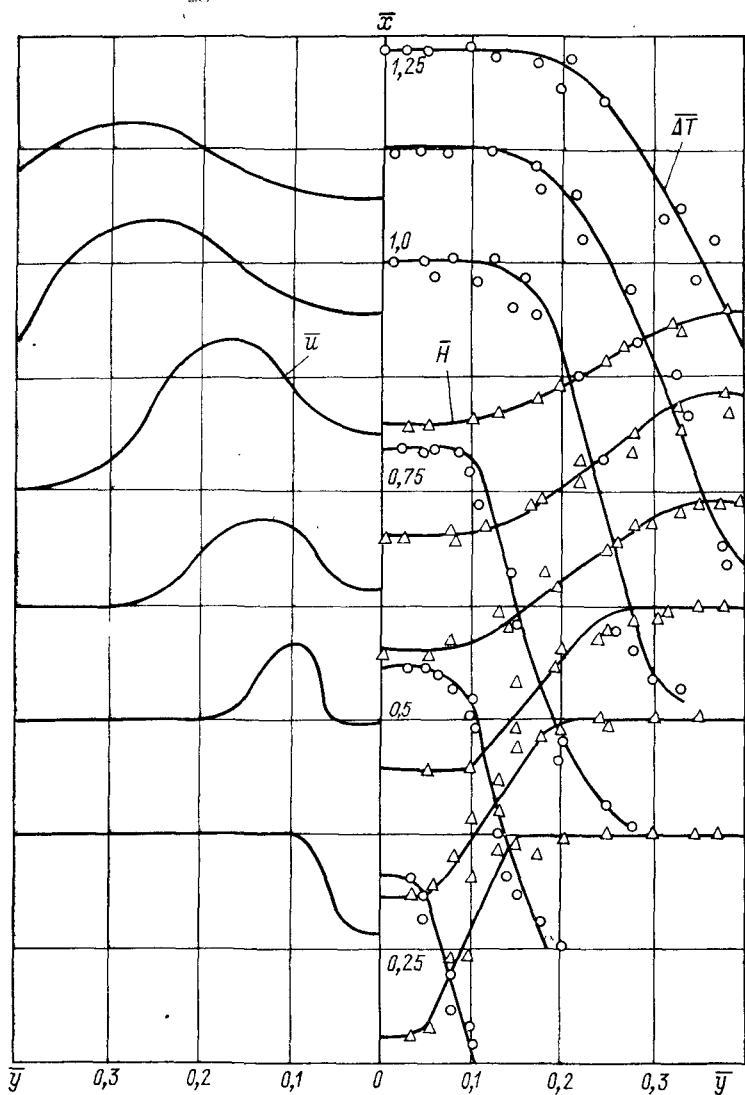


Рис. 8-16. Распределение скорости, полного напора и температуры в поле течения обращенного гомогенного факела

8-4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В дополнение к данным об аэродинамике факела с повышенным уровнем пульсаций приведем результаты исследования энергетических и макрокинетических характеристик. Не обсуждая деталей расчета тепловых потоков, удельного тепловыделения и других характеристик, укажем на целесообразность проведения его в рамках приближенной квазиодномерной (вдоль линий тока) схемы принципиально двумерного (плоского или осесимметричного) течения. Такой расчет сводится к определению (на основе данных о динамическом и тепловом полях) конвективного и кондуктивных потоков тепла при заимствовании эффективных значений теплопроводности из полуэмпирических теорий турбулентности. В результате может быть получена подробная информация о тепловой структуре факела. Последнее позволяет рассчитать изменение вдоль линий тока удельного тепловыделения, определить эффективные значения суммарных кинетических констант горения, сопоставить между собой кинетические характеристики ламинарного и турбулентного факелов, а также данные, соответствующие различным условиям проведения эксперимента (в частности при наложении пульсаций и без них).

Особый интерес представляет разделение зоны горения по длине на участки практически инертного подогрева и собственно горения, т. е. интенсивного протекания реакций. Оно позволяет оценить пригодность для приближенных расчетов предположения о фронтальном горении с бесконечно большой или конечной скоростью реакции. Наряду с этим на основе данных о распределении кондуктивных потоков тепла можно более полно выявить стабилизирующую роль «подвигающих точек», расположенных в начальном сечении (на периферии прямого или на оси обращенного факела), которые обеспечивают устойчивость стационарного горения.

Приближенный расчет теплового баланса в пренебрежении излучением проведем для отдельных трубок тока (см. рис. 6-11) при разбиении их на элементарные отрезки по длине. Для повышения точности расчета определим локальное значение скорости удельного тепловыделения непосредственно из уравнения энергии:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u c_p T) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v c_p T) = \frac{1}{y} (y q_{\text{конд}}) + q_R.$$

В этом уравнении $q_R = q\omega(c, T)$, где $\omega(c, T)$ — скорость реакции, q — тепловой эффект, $q_{\text{конд}} = \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial y}$ — удельный кондуктивный поток теплоты; $\lambda_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент теплопроводности. По известным из опыта полям продольной компоненты скорости и температуры, а также по найденной пу-

тем интегрирования уравнения неразрывности поперечной компоненты v определим значение $q_{\text{конв}}$.

Эффективное значение коэффициента теплопроводности может быть вычислено по формуле Прандтля: $\lambda_{\text{эф}} \approx \rho c_p \frac{1}{Pr} v_T$, где $v_T = bu_m$. В приведенных ниже расчетах оно было принято равным $4,12 \cdot 10^{-3}$ кВт/(м · К). По порядку величины это значение близко к эмпирическим данным ряда авторов [95]. Неизбежная неточность определения $\lambda_{\text{эф}}$ (примерно 50%) мало влияет на качественную картину явления в зоне воспламенения и совсем несущественна для расчета в области более высокой температуры, где кондуктивные потоки теплоты сравнимы с конвективными. Вместе с тем без учета эффективной теплопроводности поперек течения нельзя объяснить наблюдаемый ход температурных кривых.

Распределение тепловых потоков вдоль выделенных трубок тока показано на рис. 8-17. Там же приведены кривые плотности тепловыделения, рассчитанные из уравнений баланса теплоты для соответствующих элементарных отрезков трубок тока. Как видно из графика, кондуктивный поток теплоты в начале кривых всегда отрицателен (это соответствует подводу теплоты к данному участку трубки), а затем положителен (отвод теплоты) и практически отсутствует в области интенсивного подъема температуры и завершения горения. В свою очередь, удельное тепловыделение за счет химической реакции на начальном участке каждой из трубок тока весьма мало. Разогрев потока смеси в этой области осуществляется преимущественно за счет переноса теплоты эффективной теплопроводностью из периферийной зоны в прямотруйном факеле и из осевой в обратном, а в конечном счете — от горящего за стабилизатором газа. Повышение температуры вдоль трубки сопровождается резким ростом скорости реакции и тепловыделения, а затем снижением их вследствие выгорания смеси. В этой области роль эффективной кондукции пренебрежимо мала и тепловыделение обеспечивает прирост конвективного потока тепла вдоль трубки.

Привлекает к себе внимание своеобразный характер изменения кривой удельного тепловыделения в начальном участке отдельных трубок тока. У корня факела (более отчетливо это видно из рис. 8-19) зависимость плотности тепловыделения q_R от продольной координаты оказывается немонотонной. Кривые средней температуры $T(x)$ во всех случаях монотонные и это означает немонотонность изменения тепловыделения в зависимости от средней (по времени) температуры смеси: $q_R(T)$.

Сложный характер зависимости наблюдаемой скорости реакции горения от средней температуры в турбулентном потоке, сохраняющийся в основном (хотя и не всегда достаточно четко из-за неточности расчета) при вариации условий эксперимента, может быть объяснен в первую очередь нестационарным харак-

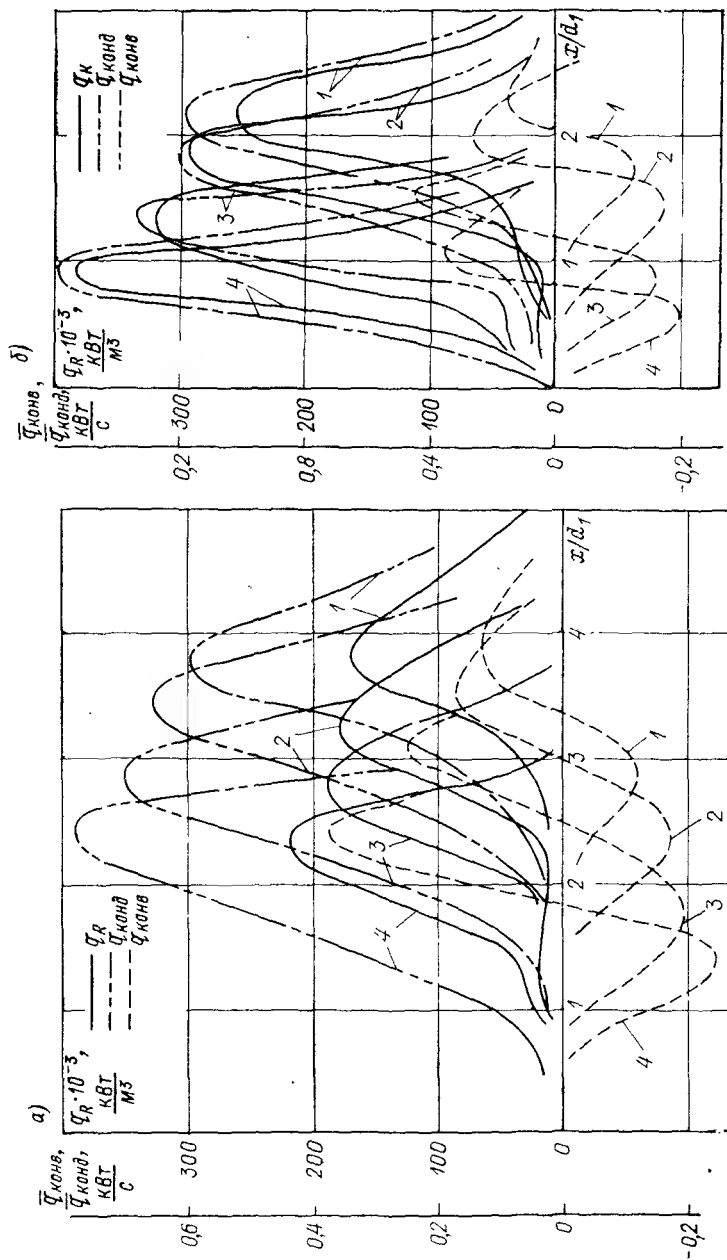


Рис. 8-17. Распределение конвективных и кондуктивных потоков тепла и удельного теплосодержания вдоль трубки тока в прямотруйном гомогенном факеле: а — $Sh=0$, б — $Sh=0,17$

тером процесса и нелинейным характером влияния мгновенных пульсаций температуры на актуальное, а затем и осредненное значение скорости реакции. Что касается возможного в принципе проявления многоступенчатой химической реакции и различия в механизме кинетики в разных температурных областях, то для суждения об этом на основании выполненного эксперимента нет никаких оснований. Поэтому избегая чисто умозрительных построений (справедливость или ошибочность которых не может быть подтверждена или опровергнута), попытаемся объяснить наблюдаемые результаты простейшими соображениями тепловой теории горения. Заслуживает перед этим упоминания абсолютная величина плотности тепловыделения. Максимальное значение ее $q_R \approx 6,0 \cdot 10^5$ кВт/м³ (при $Sh=0,19$) значительно (примерно на порядок) превышает аналогичные значения для турбулентного диффузионного факела. Вместе с тем они значительно ниже, чем в ламинарном факеле однородной смеси, для которой $q_{Rmax} \approx (2 \div 5) \cdot 10^8$ кВт/м³.

При обсуждении влияния пульсаций на тепловой режим факела будем исходить из предположения о том, что актуальная скорость одноступенчатой реакции в любой момент времени может быть представлена простой формулой вида:

$$\omega(c, T) = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \left(\frac{T_m - T}{T_m - T_0}\right)^n,$$

где $n \approx 2$ — эффективный порядок реакции. В этом равенстве $T = \langle T \rangle + T'$ — актуальная температура; как обычно, $\langle T \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} T(t) dt$ — средняя температура и T' — пульсация; T_m — максимальная температура.

Попытаемся, опуская детали несложного, но громоздкого расчета, оценить вид зависимости $\langle \omega \rangle$ от $\langle T \rangle$ и, в частности, условия, при которых в отдельных точках может нарушаться монотонный ход зависимости $\omega(\langle T \rangle)$. Коснемся также вопроса о соответствии «истинной» энергии активации E , входящей в приведенное выше выражение, и ее значения, определенного из опыта по наклону прямой в аррениусовских координатах $\ln \langle k \rangle = f\left(\frac{1}{\langle T \rangle}\right)$, где k — константа скорости реакции.

Нарушение монотонного или хотя бы плавного хода зависимости $\langle \omega \rangle$ от $\langle T \rangle$ наблюдается в эксперименте в области сравнительно низких значений температуры, при $\frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0} < 0,24 \div 0,3$. Естественно поэтому при решении вопроса о влиянии пульсаций пренебречь в расчете выгоранием смеси. В области сравнительно низких температур превышение среднего значения $\langle \omega \rangle$ над значением $\omega(\langle T \rangle)$ из-за влияния температурных

пульсаций может быть весьма велико. Разумеется, что если пульсации T' нарастают по ходу кривой $\langle T(x) \rangle$ или не меняются, то с ростом $\langle T \rangle$ всегда будет расти и $\langle w \rangle$. В случае сравнительно резкого падения $T'(x)$ (или $T'(\langle T \rangle)$), так как $\frac{d\langle T \rangle}{dx} > 0$) значение этого фактора в области незначительного еще подъема $\langle T \rangle$ может оказаться преобладающим и привести к временному снижению $\langle w \rangle$. Таким образом, начиная с некоторого отрицательного значения $\frac{dT'}{d\langle T \rangle} < 0$ на кривой зависимости $\langle w \rangle$ от $\langle T \rangle$ могут наблюдаться локальные максимумы.

Для оценки будем исходить (как и в работах [27], содержащих количественный расчет влияния пульсаций температуры на наблюдаемую скорость турбулентного горения) из простейшей модели кривой изменения температуры во времени. Представим ее в виде суммы средней температуры и симметричных прямоугольных пульсаций, т. е. в виде последовательной смены равных по длительности интервалов времени, при которых актуальное значение температуры поочередно равно $\langle T \rangle + T'$ или $\langle T \rangle - T'$.

Если считать пульсации температуры малыми, т. е. положить $\frac{T'}{\langle T \rangle} \ll 1$ и $\frac{\langle w \rangle}{w(\langle T \rangle)} \approx \text{ch} \left(\frac{ET'}{R\langle T \rangle^2} \right)$, то критическое значение производной $\frac{dT'}{d\langle T \rangle}$, обеспечивающее равенство $\frac{d\langle w \rangle}{d\langle T \rangle} = 0$, можно представить приближенно в виде $\frac{dT'}{d\langle T \rangle} = \frac{2T'}{\langle T \rangle} - 1$. Отсюда следует, что $T' = T + cT^2$. Определяя по-

Здесь $\langle T \rangle > \langle T_1 \rangle$. При более быстром падении T' кривая $\langle T_1 \rangle$, найдем:

$$\frac{T}{\langle T \rangle} = 1 - \frac{\langle T \rangle}{\langle T_1 \rangle} \left(1 - \frac{T'_1}{\langle T_1 \rangle} \right).$$

Здесь $\langle T \rangle > \langle T_1 \rangle$. При более быстром падении T' кривая зависимости $\langle w \rangle$ от $\langle T \rangle$ будет убывать.

Более общая приближенная оценка, не связанная с допущением $T' \ll \langle T \rangle$, может быть после некоторых упрощений представлена в виде равенства:

$$T = T'_1 - k(\langle T \rangle - \langle T_1 \rangle).$$

Если $k \geq 1,2 \div 1,5$ (грубо $k > 1$), производная $\frac{d\langle w \rangle}{d\langle T \rangle} < 0$.

Таким образом, в области низких значений $\langle T \rangle$ при достаточно интенсивном затухании температурных пульсаций вполне возможно местное убывание значения наблюдаемой скорости реакции. Ориентировочно оно будет всегда, если падение пуль-

саций температуры будет быстрее роста средней температуры: $\left| \frac{dT'}{d\langle T \rangle} \right| > 1$. По-видимому, этой же причиной, замаскированной численным расчетом на ЭВМ, можно в конечном счете объяснить немонотонный характер кривой тепловыделения, обнаруженный в работе [11].

Что касается возможности определения из опытных данных значения энергии активации в аррениусовских координатах (по средним величинам константы скорости реакции и температуры), то из аналогичных оценок следует, что точность такого определения будет весьма мала в области низких температур, где влияние пульсаций велико. В средней области температур, примерно в диапазоне

$$0,3 \div 0,4 \leq \frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0} < 1,$$

это влияние резко падает из-за роста $\langle T \rangle$ и становится практически неощутимым при расчете энергии активации (по наклону прямой в полулогарифмических координатах). Оно может, однако, сохраниться в расчете предэкспоненты k_0 в зоне Аррениуса; при более интенсивных пульсациях температуры значение этой константы должно быть несколько выше (в пределах одного порядка), чем при сравнительно малых пульсациях.

Если расчет энергии активации продлить в область низких температур, то при значительных пульсациях найденное обычным путем значение $E_{\text{эф}}$ может не только (как в работе [97]) упасть до нуля, но и получиться на отдельных участках отрицательным.

На рис. 8-18 для различных условий эксперимента представлены данные об энергии активации. Несмотря на известный разброс опытных данных, во всех случаях (для прямого и обращенного факела, при наложении низкочастотных пульсаций и без них, а также при вариации коэффициента избытка воздуха и скорости истечения) наклон прямых в аррениусовских координатах при $0,3 < \frac{\langle T \rangle - T_0}{T_m - T_0} < 1$ оказывается практически

одинаковым. Он отвечает значению $E_{\text{эф}} \approx 86\,000$ кДж/моль [точнее $E_{\text{эф}} = (86 \pm 4) \cdot 10^3$]. Независимость этой величины от условий эксперимента позволяет считать ее достаточно достоверной приведенной кинетической характеристикой горения.

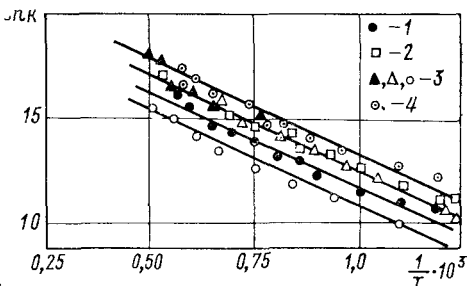


Рис. 8-18. Зависимость $\ln k = f\left(\frac{1}{T}\right)$

Прямоструйный факел: 1 — $Sh=0$, 2 — $Sh=-0,17$; обращенный факел: 3 — $Sh=0$; 4 — $Sh=0,19$ ($0,67 < \alpha < 1,25$)

Значение предэкспоненциального множителя k_0 оказалось разным в разных условиях (табл. 8-1). Однако различные расчетных значений k_0 находится, как это видно из таблицы, во всех случаях в хорошем согласии с приведенной выше оценкой. Действительно, значение k_0 больше при одинаковых условиях в обращенном факеле, чем в прямоструйном. Оно возрастает везде при наложении низкочастотных пульсаций с помощью турбулизатора, т. е. при повышении уровня турбулентности. Хотя точность определения этой константы сравнительно невелика, из обработки опытных данных следует, что указанные различия нельзя считать проявлением случайных погрешностей эксперимента или обработки. Вместе с значениями $E_{\text{эф}}$ значения k_0 , приведенные в табл. 8-1, могут служить эффективными кинетическими характеристиками в приближенных расчетах турбулентного горения. При этом в соответствии с изложенным выше эти значения можно в первом приближении трактовать как относящиеся не только к осредненной (речь идет об энергии активации), но и к актуальной скорости реакции горения.

Таблица 8-1

Тип факела	Re_0	Sh	α	$k_0 \cdot 10^{-9} \frac{1}{c}$
Прямоструйный	26 000	0	1,25	2,5
	26 000	0,17	1,25	6,0
Обращенный	20 600	0	1,20	5,8
	20 600	0,19	1,20	15,0
	19 000	0	0,67	0,5
	19 000	0	0,91	6,2

На рис. 8-19 приведены сводные данные о распределении плотности тепловыделения во всем поле течения турбулентного факела однородной смеси. Как видно из графиков, во всех случаях высокие значения q_R , отвечающие области интенсивной реакции горения, локализованы в сравнительно узкой зоне, начинающейся на некотором удалении от среза сопла и несколько расширяющейся по длине факела.

Рис. 8-20, 8-21 наглядно иллюстрируют различие между прямоструйным и обращенным факелами и влияние наложенных пульсаций. В прямом струйном факеле границы зоны горения заметно искривлены (к оси факела) начиная примерно с половины длины его, в обращенном они близки к прямолинейным. При прочих равных условиях горение в обращенном факеле заметно напряженнее, чем в прямоструйном. Это связано с различием в условиях зажигания свежей смеси от факела. В прямо-

струйном факеле лишь часть теплоты (ориентировочно половина), отводимой молекулярной и молярной теплопроводностью от корня факела, идет на подогрев свежей смеси в смежных трубах тока. В обращенном факеле внутренняя зона заполнена продуктами сгорания при практически максимальной темпера-

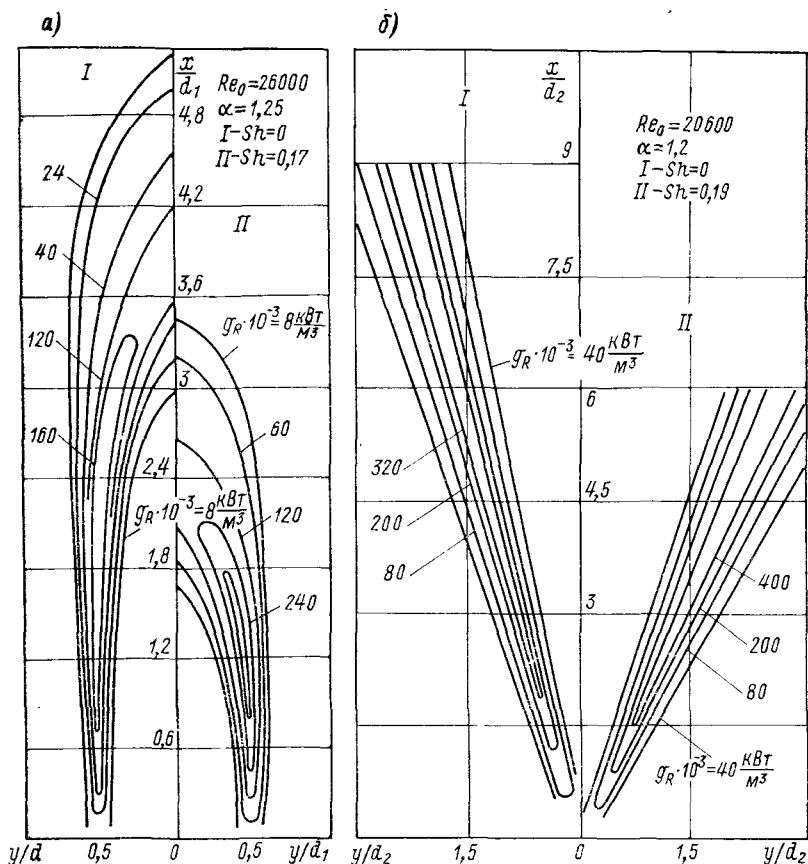


Рис. 8-19. Распределение удельного тепловыделения в гомогенном факеле: а — прямотруйный факел, б — обращенный факел

туре, так что на поджигание свежей смеси идет почти все это тепло. Внешнее различие в интенсивности горения сказывается на конфигурации факела. В обращенном средний угол наклона условного фронта пламени (например, поверхности максимальной температуры или, что более точно, максимального тепловыделения) по отношению к направлению набегающего потока больше, чем в прямом. Более высокой соответственно оказыва-

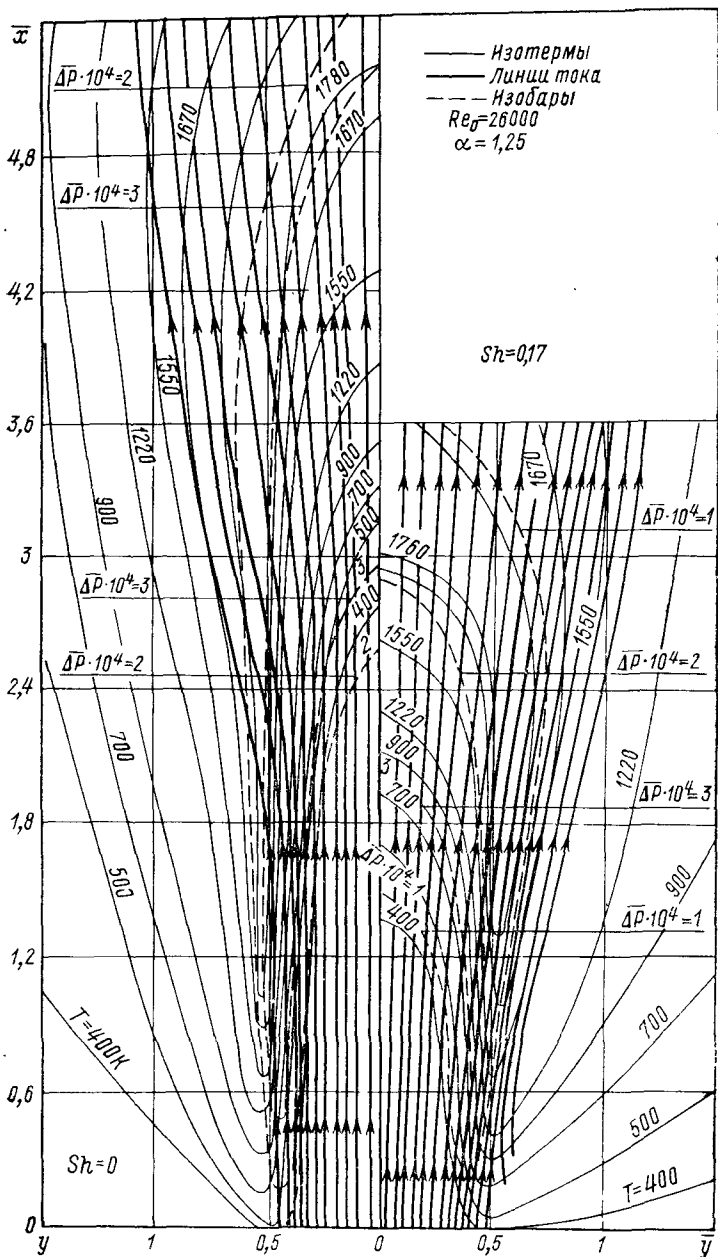


Рис. 8-20. Структура прямоструйного турбулентного факела

ется и наблюдаемая скорость турбулентного распространения пламени в обращенном факеле по сравнению с прямым. В обоих случаях повышение интенсивности турбулентности при-

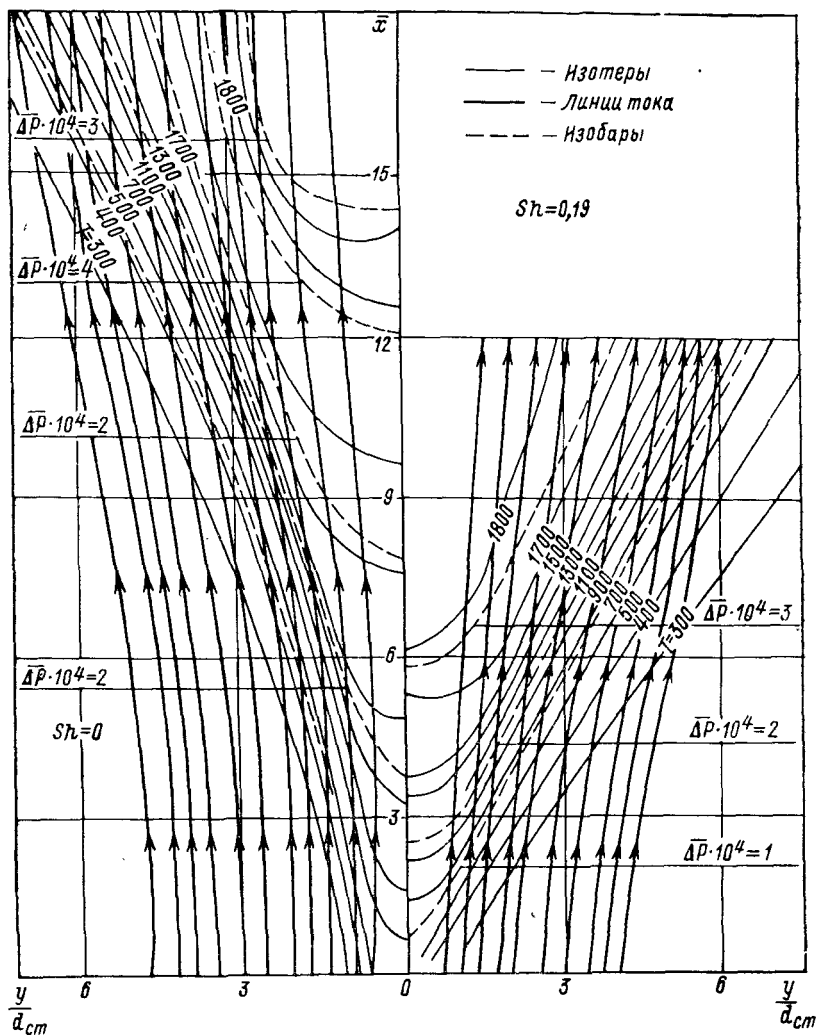


Рис. 8-21. Структура обращенного турбулентного факела

водит к дальнейшему росту напряженности горения, увеличению скорости пламени и угла наклона фронта по отношению к набегающему потоку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960, 715 с. с ил.
2. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентное смешение газовых струй. М., «Наука», 1974. 272 с. с ил.
3. Акатнов Н. И. Распространение плоской ламинарной струи несжимаемой жидкости вдоль твердой поверхности.— «Труды ЛПИ», 1953, № 5, с. 24—32 с ил.
4. Алиев Ф. Тепломассообмен в системе плоских турбулентных струй при наличии диффузионного горения.— МЖГ, 1968, № 2, с. 56—63.
5. Алияров Б. К., Шатаков Ж. Турбулентный газовый факел, распространяющийся вдоль гладкой пластины.— В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 8. Алма-Ата, «Наука», 1972, с. 193—199 с ил.
6. Аниушкин Ю. М., Сосунов В. А. Длина турбулентного газового пламени в неподвижном воздухе различной температуры.— ФГВ, 1970, № 4, с. 495—503 с ил.
7. Артюх Л. Ю., Вулис Л. А., Закарин Э. А. Численное исследование ламинарного газового факела.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 137—141 с ил.
8. Арутюнов В. А. О процессах смешения в коаксиальных турбулентных струях и их расчете.— «Известия вузов (черная металлургия)», 1963, № 11, с. 207—215 с ил.
9. Ахмедов Р. Б., Балагула Т. Б., Рашидов Ф. К. Аэродинамика закрученной струи. М., «Энергия», 1977, 240 с. с ил.
10. Баев В. К., Кузнецов П. П., Могильский И. А. О длине диффузионных пламен.— ФГВ, 1974, № 4, с. 485—492 с ил.
11. Баушев В. С., Вилюнов В. Н. Скорость распространения и пределы существования турбулентного пламени.— ПМТФ, 1972, № 3, с. 65—76 с ил.
12. Бахтигозин Ш. Х., Наумов М. С., Шелухин Г. Г. К расчету турбулентного факела на границе спутных потоков.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 347—351 с ил.
13. Безменов В. Я., Борисов В. С. Турбулентная струя воздуха, нагретая до 4000 К.— «Известия АН СССР. ОТН, энергетика и автоматика», 1961, № 4, с. 42—45.
14. Борисов Ю. Я., Розенфельд Э. И., Смоленский В. Г. Исследование воздействия акустических колебаний на турбулентный ограниченный факел.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Л., «Недра», 1972, вып. 5, с. 42—53.
15. Браун В. Г., Пауэл Н. Н. Принцип подобия и смешения и его применение к неоднородному горению.— В кн.: Вопросы горения. М., Металлургиздат, 1963, с. 85—114 с ил.
16. Брокау, Герстейн. Диффузионные пламена.— В кн.: Основы горения углеводородных топлив. М., Изд-во иностр. лит., 1960, 664 с. с ил.

17. Бюргерс И. Об одной математической модели, иллюстрирующей теорию турбулентности.— В кн.: Проблемы механики. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955, с. 422—445.

18. Ваграменко Я. А. Турбулентные составные струи.— МЖГ, 1971, № 6, с. 158—161 с ил.

19. Василеико Ю. Г., Дубнищев Ю. Н., Коронкевич В. П. Лазерные доплеровские измерители скорости. Новосибирск, «Наука», 1975. 162 с. с ил.

20. Вертлиб И. Л., Арутюнов В. А. Экспериментальное исследование и расчет турбулентного факела, образованного коаксиальными струями газа и окислителя.— В кн.: Процессы в пламени промышленных печей. М., Металлургиздат, 1969, с. 21—36 с ил.

21. Вильямс Ф. А. Теория горения. М., «Наука», 1971. 615 с. с ил.

22. Власов Е. В., Гиневский А. С. О двустороннем характере акустического воздействия на свободные турбулентные струи.— В кн.: Турбулентные течения. М., «Наука», 1974, с. 149—153 с ил.

23. Войчак В. П., Ершин Ш. А. Исследование турбулентных концентрических струй сжигаемого газа.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Л., «Недра», 1967, вып. 3, с. 26—37 с ил.

24. Воль К., Шимпен К. У. Диффузионные пламена.— В кн.: Процессы горения. М., Физматиздат, 1961, с. 306—339 с ил.

25. Вулис Л. А. Тепловой режим горения. М., Госэнергоиздат, 1954, 281 с. с ил.

26. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965. 429 с. с ил.

27. Вулис Л. А., Ершин Ш. А., Ярин Л. П. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968. 203 с. с ил.

28. Вулис Л. А., Михасенко Ю. И., Хитриков В. И. Об эффективном управлении распространением свободной турбулентной струи.— МЖГ, 1966, № 6, с. 173—178 с ил.

29. Вулис Л. А., Живов В. Г., Ярин Л. П. Переходная область течения в свободной струе.— ИФЖ, т. 7, № 2, 1969, с. 239—247 с ил.

30. Вулис Л. А., Кузнецов О. А., Ярин Л. П. О горении газовой смеси в турбулентном факеле.— ФГВ, 1973, № 1, с. 101—111 с ил.

31. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Структура и расчет диффузионного факела.— ФГВ, 1974, № 2, с. 151—161 с ил.

32. Гаусори В., Уиддел Д., Хоттел Г. Смешение и горение в турбулентных газовых струях.— В кн.: Вопросы горения. Т. 1, М., Изд-во иностр. лит., 1953, с. 146—193 с ил.

33. Гейдон А., Вольфгард Х. Пламя, его структура, излучение и температура. М., Металлургиздат, 1959. 333 с. с ил.

34. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969. 398 с. с ил.

35. Госмен А. Д., Паи В. М., Ранчел А. К. Численные методы исследования течения вязкой жидкости. М., «Мир», 1972. 320 с. с ил.

36. Джаугаштин К. Е. Баланс пульсационной энергии в свободных турбулентных струях несжимаемой жидкости.— МЖГ, 1970, № 3, с. 80—89 с ил.

37. Дорошенко В. Е., Фулегов В. Н. О воздействии звука на турбулентное пламя.— ФГВ, 1969, т. 5, № 1, с. 114—125 с ил.

38. Драйден Х. Л. Переход ламинарного течения в турбулентное.— В кн.: Турбулентные течения и теплопередача. М., Изд-во иностр. лит. 1963, с. 9—82 с ил.

39. Ершин Ш. А., Войчак В. Н. Аэродинамика турбулентного диффузионного факела, развивающегося в спутных коаксиальных струях.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Вып. 4, Л., «Недра», 1968, с. 73—87 с ил.

40. Ершин Ш. А. Экспериментальное исследование аэродинамики турбулентного факела при горении однородной смеси газов.— В кн.: Прикладная теплофизика. Алма-Ата. Изд-во АН Каз. ССР, 1964, с. 92—100 с ил.

41. Ершин Ш. А., Сарсенбаев К. С. Турбулентный газовый факел при больших параметрах спутности и в поле продольного градиента давления.—

В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата, «Наука». Вып. 8, 1972, с. 157—172 с ил.

42. Ершова Т. И., Кузнецов О. А., Кукес В. И. Исследование структуры газовых струй и факелов с помощью лазерного анемометра.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Вып. 6, Л., «Недра», 1975, с. 72—78 с ил.

43. Ершов О. А., Ершова Т. И., Столярова Н. Н. Лазерный анемометр для измерения скоростей воздушных потоков.— ИФЖ, 1973, № 5, с. 888—890 с ил.

44. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов.— ЖТФ, 1949, т. 19, вып. 10, с. 107—114 с ил.

45. Зимонт В. Л., Мещеряков Е. А. Расчет диффузионного турбулентного горения затопленной и спутной струи с учетом пульсаций концентраций в рамках интегральных методов.— ФГВ, 1974, № 2, с. 20—230 с ил.

46. Исатаев С. И., Тарасов С. Б. О воздействии на струю акустического поля, направленного вдоль оси струи.— МЖГ, 1971, № 2, с. 164—167 с ил.

47. Карелин В. Е. Применение метода эквивалентной задачи теории теплопроводности к расчету неизо термической осесимметричной турбулентной струи в спутном потоке.— В кн.: Прикладная теплофизика. Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1964, с. 6—17 с ил.

48. Кибель Н. Е., Кочин И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М., Физматгиз, 1963. 727 с с ил.

49. Кнорре Г. Ф., Арефьев К. М., Блок А. Г. Теория топочных процессов. Л., «Энергия», 1966. 491 с. с ил.

50. Коваленко В. А., Ярин Л. П. К расчету трехмерного диффузионного факела.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Вып. 6, Л., «Недра», 1975, с. 27—34 с ил.

51. Кокушкин Н. В. Исследование структуры турбулентного факела.— В кн.: Третье Всесоюзное совещание по теории горения. Т. 1. М., Изд-во АН СССР, 1960, с. 109—113 с ил.

52. Кузнецов О. А., Ярин Л. П. Исследование влияния низкочастотных пульсаций на аэродинамику газового факела.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Вып. 5, Л., «Недра», 1972, с. 53—56 с ил.

53. Либби Р. А. Теоретическое исследование турбулентного смешения реагирующих газов с приложением к сверхзвуковому горению водорода.— «Ракетная техника», 1962, № 3, с. 90—99 с ил.

54. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. М., Физматгиз, 1962. 479 с с ил.

55. Лушпа Л. И. Исследование структуры зоны горения однородной бензовоздушной смеси в турбулентном потоке.— В кн.: Высокофорсированные огневые процессы. М., «Энергия», 1967, с. 229—257 с ил.

56. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968, 592 с с ил.

57. Мартиросян Э. А., Ярин Л. П. Исследование распространения газового факела в переходной области течения.— ФГВ, 1970, № 2, с. 233—236 с ил.

58. Мурахвер Н. П., Сакипов З., Хожателев М. Б. Исследование влияния низкочастотных пульсаций на аэродинамику турбулентной неизо термической струи.— В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 7. Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1971, с. 189—195 с ил.

59. Мурахвер Н. П., Сакипов З. О закономерностях распространения струи фреона при различных уровнях начальной турбулентности.— В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 8. Алма-Ата, «Наука», 1972, с. 183—186 с ил.

60. Павельев А. А. О переходе к турбулентности в струях.— В кн.: Турбулентные течения. М., «Наука», 1974, с. 185—193 с ил.

61. Палатник И. Б. О распространении свободной слабоподогретой струи конечного размера.— «Известия АН КазССР. Сер. энерг.». 1960, вып. 2 (18), с. 93—98 с ил.

62. Палатник И. Б., Темирбаев Д. О распространении свободных турбулентных струй, вытекающих из насадка прямоугольной формы.— В кн.: Прикладная теплофизика. Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1964, с. 18—28 с ил.

63. **Первицкая Т. А., Скабин А. П., Тарасюк В. А.** Приближенные методы исследования диффузионного горения в системе турбулентных струй.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 352—356 с ил.
64. **Прудников А. Г., Волинский М. С., Сагалович В. Н.** Процессы смешения и горения в воздушно-реактивных двигателях. М., «Машиностроение», 1971. 355 с. с ил.
65. **Ринкевичус Б. С.** Допплеровский метод измерения локальных скоростей с помощью лазеров.— УФН, 1973, т. 3, вып. 2, с. 305—330.
66. **Ротта И. К.** Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., «Судостроение», 1967. 232 с. с ил.
67. **Рутовский В. Б.** Газодинамический расчет диффузионного факела в спутном потоке.— «Изв. вузов. Авиационная техника». 1967, № 1, с. 78—86.
68. **Семенов Н. Н.** Тепловая теория горения и взрывов.— УФН, 1940, т. 23, вып. 3, с. 251—292 с ил.
69. **Соколик А. С., Карпов В. П., Семенов Е. С.** Турбулентное горение газов.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Л., «Недра», 1964, вып. 2, с. 139—156 с ил.
70. **Софорца, Стейгер, Трентакосте.** Исследование трехмерных вязких струй.— «Ракетная техника и космонавтика», 1966, № 5, с. 42—50 с ил.
71. **Степанов В. Н., Дьячков Б. Г.** Ионизация в пламени и электрическое поле. М., Металлургиздат, 1968. 311 с. с ил.
72. **Строкин В. П., Клячко Л. А.** Турбулентное диффузионное горение в цилиндрической камере.— ИФЖ, 1969, т. 17, № 3, с. 447—455 с ил.
73. **Струминский В. В.** О возможности применения динамических методов для описания турбулентных течений.— В кн.: Турбулентные течения. М., «Наука», 1974, с. 19—33 с ил.
74. **Терехина Н. Н.** Распространение свободной турбулентной струи газа.— В кн.: Исследование физических основ рабочего процесса топков и печей. Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1957, с. 125—147 с ил.
75. **Трентакосте, Софорца.** Результаты дальнейшего экспериментального исследования трехмерных свободных струй.— «Ракетная техника и космонавтика», 1967, т. 5, с. 69—76 с ил.
76. **Устименко Б. П., Ткацкая О. С., Ершин Ш. А.** Некоторые результаты исследования аэродинамики закрученного газового факела.— В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 9. Алма-Ата, «Наука», 1973, с. 91—99 с ил.
77. **Устименко Б. П.** О расчете свободных сильно закрученных струй.— В кн.: Теория и практика сжигания газа. Вып. 3. Л., 1967, с. 20—25 с ил.
78. **Уханова Л. Н.** Структура течения в трехмерных турбулентных следах.— ИФЖ, 1973, т. 25, № 5, с. 893—898.
79. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967. 491 с. с ил.
80. **Фристром Р. М., Вестенберг А. А.** Структура пламени. М., «Металлургия», 1969. 364 с. с ил.
81. **Фулетов В. Н.** Воздействие звуковых колебаний на турбулентную струю газа.— МЖГ, 1969, № 5, с. 166—171 с ил.
82. **Хитрин Л. Н.** Физика горения и взрыва. М., Изд-во МГУ, 1957. 442 с. с ил.
83. **Червинский.** Турбулентные вихревые диффузионные факелы.— «Ракетная техника и космонавтика», 1969, т. 7, № 10, с. 69—76 с ил.
84. **Шваб А. В.** Связь между температурными и скоростными полями газового факела.— В кн.: Исследование процессов горения натурального топлива. М., Госэнергоиздат, 1948, с. 231—248 с ил.
85. **Шолфилд Д., Гарсайд Д. М.** Структура и устойчивость диффузионных пламен.— В кн.: Вопросы горения. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит. 1953, с. 90—102 с ил.
86. **Щелкин К. И., Трошин Я. Н.** Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963. 255 с. с ил.

87. Щербина Ю. А. О влиянии начальной турбулентности на границы и дальность затопленной струи.— «Труды МФТИ», М., Оборонгиз, 1971, вып. 7, с. 152—157.

88. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М., «Наука», 1965. 739 с. с ил.

89. Ярин Л. П. Некоторые вопросы аэродинамики газового факела.— ФГВ, 1969, № 2, с. 155—162 с ил.

90. Ярин Л. П. К расчету длины диффузионных газовых пламен.— ФГВ, 1969, № 4, с. 559—563 с ил.

91. Ярин Л. П. Аэродинамика ламинарных диффузионных пламен.— ФГВ, 1971, № 3, с. 395—404 с ил.

92. Ярин Л. П. Структура и расчет спутного турбулентного факела.— ФГВ, № 4, с. 581—589 с ил.

93. Brzustowski T. A. A New criterion for the length of a gaseous turbulent diffusion flame.— „Comb. Sci. Techn.“, vol. 6, 1973, p. 313—319.

94. Durst F., Melling, Whitelaw I. H. The application of Optical anemometry to measurement in Combustion Systems.— „Combustion a. Flame“, 1972, No 2, p. 197—201.

95. Gunter R. Austauschvorgänge in strahlflammen.— „Chem. Ing. Techn.“, 1969, No 5—6, 41, p. 315—322.

96. Kremer H. Mischung in freien turbulenten Gasstrahlen.— „Intern. Z. für Gaswärme“, 1966, 15, Nr. 1, 2, S. 28—34.

97. Kremer H., Schäfer G. Verbrennung sverlauf von Mathan Luftgemischen in einer Brennkammer mit heißen Wänden.— „Chem. Ing. Techn.“, 1971, Nr. 7, S. 453—460.

98. Masters J. A. Some application in physics of the P-function.— „The Journ. of Chem. Phys.“, 1955, vol. 23, No 10, p. 1865—1874.

99. Remke K. Untersuchungen zum pulsierenden turbulenten Freistrahle.— „Schr. Zentralinst. Mathem. u. Mech.“, 1973, Nr. 17, p. 52—84.

100. Sajben M., Tay S. A. Measurements of the growth of a turbulent mercury jet in a coaxial magnetic field, 1967.— „Fluid Mech.“, vol. 27, No 1, p. 81—96.

101. Sato H. The stability and transition of a two-dimensional jet.— „Fluid Mech.“, 1960, No 7, p. 53—81.

Лев Абрамович Вулис, Леонид Петрович Ярин

АЭРОДИНАМИКА ФАКЕЛА

Редактор *В. В. Лебедева*
Художественный редактор *Г. А. Гудков*
Технический редактор *Н. Ф. Грачёва*
Корректор *В. В. Румянцев*

ИБ № 735

Сдано в набор 21.08.77 г. Подписано в печать 2.12.77 г. М-12775. Формат бумаги 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 3. Усл. печ. л. 13,5. Уч.-изд. л. 13,20. Тираж 3500 экз. Заказ № 1917. Цена 90 коп.

Ленинградское отделение издательства «Энергия»,
192041, Ленинград, Марсово поле, 1

Ленинградская типография № 4 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 196126, Ленинград, Ф-126, Социалистическая ул., 14.